

**Bau eines Koinzidenzflugzeitspektrometers
und
Messungen von Neutron - Gamma - Winkelkorrelationen
an der Reaktion $\text{Be}^9(d, n\gamma)\text{B}^{10}$**

von

Heinz Wenzelburger

1964

Bau eines Koinzidenzflugzeitspektrometers
und Messungen von Neutron - Gamma - Winkelkorrelationen
an der Reaktion $\text{Be}^9(d,n\gamma)\text{B}^{10}$

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades

der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Heinz Wenzelburger

1964



Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. W. Franz
1. Referent: Prof. Dr. E. Schopper
2. Referent: Priv. Doz. Dr. N. Fiebiger

Tag der mündlichen Prüfung: 22.7.1964
Tag der Promotion: 27.7.1964

Bau eines Koinzidenzflugzeitspektrometers
und Messungen von Neutron - Gamma - Winkelkorrelationen
an der Reaktion $\text{Be}^9(d,n\gamma)\text{B}^{10}$

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades

der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Heinz Wenzelburger

1964

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. W. Franz
1. Referent: Prof. Dr. E. Schopper
2. Referent: Priv. Doz. Dr. N. Fiebiger

Tag der mündlichen Prüfung: 22.7.1964
Tag der Promotion: 27.7.1964

Zusammenfassung

Es wurde ein Koinzidenzflugzeitspektrometer zur Untersuchung von $A(x, n\gamma)B$ -Reaktionen gebaut. Der Neutronenkanal enthält eine Einrichtung zur Neutron-Gamma-Diskriminierung. Die Arbeitsauflösung beträgt je nach der benutzten Kombination von Fotovervielfacher und Szintillator etwa 1 bis 3 Nanosekunden für die prompte Gamma-Gamma-Kaskade von Ni^{60} und 2,5 bis 5,0 Nanosekunden für Neutronen der Energie 2 MeV.

Als Anwendung wurden einige Neutron-Gamma-Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene und senkrecht zur Reaktionsebene der Reaktion $Be^9(d, n\gamma)B^{10}$ gemessen. (Einzelheiten siehe Tabelle III, p 52, Bezeichnung auf p 7 und p 42.)

Die Ergebnisse stehen weitgehend im Widerspruch zur Butlertheorie, sind aber in qualitativer Übereinstimmung mit der DWBA-Theorie von Satchler und Tobocman (SaTo 60). Ein quantitativer Vergleich mit der DWBA-Theorie ist zur Zeit noch nicht möglich, da keine numerischen Rechnungen für $(d, n\gamma)$ -Winkelkorrelationen vorliegen.

I, 11 Einführung

Die Modellvorstellungen über den Aufbau der Atomkerne und über die Struktur der Kernkräfte, die gegenwärtig als gültig angesehen werden, sind überwiegend an künstlich erzeugten Kernreaktionen geprüft worden. Die Entwicklung ist noch im Fluß; werden unerwartete, neue Erfahrungen aus Kernreaktionen gewonnen, so müssen entweder die bekannten Modelle verbessert oder durch neue, leistungsfähigere ersetzt werden.

Wir gliedern die experimentellen Untersuchungen, die Kernspektroskopie, in zwei Gruppen: a) die Messung der Energieschemata der Kerne und b) das Studium des Reaktionsverlaufs.

Die Energieschemata der Kerne können direkt gemessen werden und zwar als Energieabstände angeregter Niveaus.

Kernspin, Parität, Schalenzustand bzw. Rotationszustand und Vibrationszustand dieser Niveaus können nur bestimmt werden, wenn man darüber hinaus den Reaktionsverlauf beobachtet.

In dem Maße wie es gelingt, die experimentelle Technik und die theoretischen Methoden zu verfeinern, wird man die Dynamik der Kernreaktionen aufklären können, d.h. mit modellmäßigen Mechanismen verstehen lernen.

Eines der wichtigen Hilfsmittel hierfür ist die Messung der Winkelverteilung jedes der Reaktionsprodukte einer Kernreaktion, bezogen auf die Richtung der eingeschossenen Teilchen. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung der Winkelkorrelationen zweier oder mehrerer gleichzeitig auftretender Reaktionsprodukte.

Die Form der Winkelverteilungen bzw. Winkelkorrelationen spiegelt den dynamischen Ablauf der Kernreaktion wieder. Eine Winkelverteilung bzw. Winkelkorrelation eines Prozesses kann mit den Voraussagen der Theorie verglichen werden. Man wird z.B. die Reaktionsmechanismen mit dem Modell der direkten Kernreaktionen, bzw. mit dem Schalenmodell, bzw. mit dem Compoundmodell zu beschreiben versuchen. Welche Möglichkeit mehr oder minder zutrifft, entscheidet die jeweils untersuchte Kernreaktion.

In der vorliegenden Arbeit wurden von der Kernreaktion $B^9(d,n\gamma)B^{10}$ einige Winkelkorrelationen der Gammastrahlung der Übergänge $(3,58 \rightarrow 0, + 3,58 \rightarrow 0,72)$ MeV und $(5,17 \rightarrow 0,72, + 5,17 \rightarrow 2,15)$ MeV des Restkerns B^{10} gemessen. Die erhaltenen Neutron-Gamma-Winkelkorrelationen wurden mit den Voraussagen der Butler- bzw. der DWBA-Theorie (DWBA = distorted wave Born approximation) von Satchler und Tobocman (SaTo 60) verglichen, und es wurde überprüft, inwieweit die Modellaussagen mit den Meßdaten übereinstimmen.

I, 12 Zur Meßtechnik bei $(d,n\gamma)$ -Reaktionen

Die Meßtechnik bei $(d,n\gamma)$ -Winkelkorrelationen (vgl. Ne 63) wird vor allem dadurch erschwert, daß die schnellen Neutronen nicht nur in Koinzidenz mit der assoziierten Gammastrahlung nachgewiesen, sondern auch deren Energie bestimmt werden muß. Hierzu gibt es gegenwärtig außer der Flugzeitmethode keine experimentelle Technik, die dieses bei einer vernünftigen Koinzidenzzählrate erlaubt.

Die experimentelle Anordnung besteht im wesentlichen aus einem Detektor, der in der Nähe der Quelle steht und die dem betreffenden Neutron assoziierte Gammastrahlung nachweist und dem Neutronendetektor, der eine gewisse Strecke davon entfernt ist.

Die Neutronenenergie wird aus dem Zeitintervall bestimmt, das zwischen dem Startsignal durch die assoziierte Gammastrahlung und dem Stoppsignal durch das Neutron verstreicht.

In den meisten $A(d,n)B^*(\gamma)B$ -Reaktionen ist die Lebensdauer des angeregten Kerns B^* so kurz, daß sie nicht in die Messung der Neutronenenergie eingeht. Ebenso kann die Flugzeit selbst eines schweren assoziierten Teilchens (He^3 , He^4 ect.) gegenüber der des Neutrons vernachlässigt werden, wenn man die Flugstrecke für das Neutron nur groß genug wählt (ca. 1m) und den Startdetektor möglichst dicht an die Quelle bringt (ca. 1cm).

Die Flugzeit/von Neutronen im Bereich von (1 - 20) MeV liegen bei (72,3 bis 16,2) ns/m (1 Nanosekunde = 10^{-9} s). Um die bei (d,n γ)-Reaktionen auftretenden Neutronengruppen trennen zu können, müssen Zeitintervalle von etwa (10 bis 200) ns mit hoher Genauigkeit gemessen werden.

Eine Reihe von elektronischen Maßnahmen dient dazu, diejenigen Ereignisse bei einer (d,n γ)-Reaktion zu eliminieren, welche von nicht assoziierten koinzidenten Paaren herrühren. Diese nehmen mit der Quellstärke zu. Es muß aber mit einer hohen Quellstärke gearbeitet werden, um eine ausreichende Koinzidenzzählrate zu erhalten.

Bei Gammastrahlung als assoziiertem Teilchen sind die auftretenden geometrischen Probleme leicht zu lösen. Hier braucht nämlich der Startdetektor nicht wie bei schweren assoziierten Teilchen mit der Targetkammer verbunden zu werden, weil Gammastrahlung viel weniger als schwere Teilchen absorbiert wird. Somit sind die Winkel, unter denen die Gammastrahlung beobachtet werden kann, kaum beschränkt und hängen insbesondere nicht von der Targetdicke und Unterlage ab. Hingegen ist gewöhnlich die Ansprechwahrscheinlichkeit von Detektoren für Gammastrahlung sehr viel geringer als für geladene Teilchen.

Prinzipiell können mit der oben beschriebenen Flugzeittechnik an Reaktionen des Typs $A(d,n)B^*(\gamma)B$ folgende Größen gemessen werden:

- I a) Die Energien der Neutronengruppen, denen Gammastrahlen assoziiert sind.
- b) Die Intensität einzelner Neutronengruppen als Funktion der Einschußenergie der Deuteronen.
- II Neutron-Gamma-Winkelkorrelationen.
- III Gammaspektren in Koinzidenz mit den meßbaren Neutronengruppen.

Entsprechendes gilt für $A(x,n)B^*(y)C$ -Reaktionen mit $x = p, \alpha$ etc. (= Proton, Alphateilchen) und $y = He^3, He^4$ etc.. Daneben gibt es noch einige speziellere, aber schwierigere Anwendungen wie z.B. die Untersuchung von $(n,2n)$ -Prozessen (Wi 59) und $(n,n'\gamma)$ -Richtungskorrelationen bei inelastischer Neutronenstreuung (Bru 62).

Für die unter I) aufgeführten Größen hat die Methode des kontinuierlichen Strahls, wie die hier beschriebene Meßtechnik auch genannt wird, kaum mehr Bedeutung. Diese werden besser und schneller mit der Methode des gespulten Strahls gemessen. Besser, weil die Startsignale unabhängig vom Mechanismus der betreffenden Reaktion sind und steiler als die eines Startdetektors gemacht werden können; und schneller, da die Energie der Neutronen nicht mit einer Koinzidenzmessung ermittelt wird, also nur die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzigen Detektors eingeht.

I, 2 Theorie

Wir geben in den folgenden Abschnitten einen kurzen Überblick über die Theorien (ausführlicher bei Au 63, To 61), die herangezogen worden sind, um die Experimente zu planen und zu deuten.

I, 21 Klassifizierung der Winkelkorrelationen

Bei einer $(d,n\gamma)$ -Reaktion bieten sich zwei Wege an, die Winkelkorrelationen zwischen den Reaktionsprodukten Neutron und Gammastrahlung zu messen (vgl. Abb. 1).

Im einen Fall hält man den Neutronendetektor jeweils bei einem gewissen Winkel fest und durchfährt mit dem Gammadetektor den Winkelbereich (Type G). So wurde hauptsächlich bei dem vorliegenden Experiment vorgegangen.

Im anderen Fall verfährt man umgekehrt; man hält den Gammadetektor jeweils bei einem gewissen Winkel fest und durchfährt mit dem Neutronendetektor den Winkelbereich (Type N).

Hierbei geht, soweit bekannt (Ne 63), die Richtung des Gammadetektors nur unwesentlich in die $(d, n\gamma)$ -Winkelkorrelation ein.

Legt man für den Mechanismus der Kernreaktion die Theorie der direkten Reaktionen zugrunde, so kann man die Winkelkorrelationen, die man nach einfachen Modellansätzen erwartet, experimentell nachprüfen. Wir nehmen einige einfache Ergebnisse der Theorie vorweg.

Spannt man mit dem einlaufenden Deuteronenstrahl und dem auslaufenden Neutron eine Reaktionsebene auf, so unterscheiden sich die zuerst genannten Winkelkorrelationen (Type G), je nachdem man den Gammadetektor in der Reaktionsebene, in einer Ebene senkrecht zur Reaktionsebene oder in einer sonst beliebigen Ebene dreht.

In der Butlertheorie ist für beide Typen von Winkelkorrelationen die klassische Rückstoßachse des Restkerns eine ausgezeichnete Richtung. Sie wird durch die jeweilige Lage des Neutronendetektors für das Experiment festgelegt.

Dreht man den Gammadetektor in der Reaktionsebene, so ist die Winkelkorrelation (Type G) zu dieser Achse symmetrisch. Dreht man den Gammadetektor in einer Ebene, die auf der Reaktionsebene senkrecht steht und die Rückstoßachse des Restkerns als Normale hat, so ist die Winkelkorrelation isotrop.

In der DWBA-Theorie sind die Verhältnisse komplizierter und werden später diskutiert.

Wenn die Achse des Gammadetektors senkrecht auf der Reaktionsebene steht und der Neutronendetektor in der Reaktionsebene gedreht wird (Type N), so ist nach der Butlertheorie diese Winkelkorrelation bis auf einen konstanten Faktor gleich der Winkelverteilung der Neutronen. Dagegen gilt dies in der DWBA-theorie bei gleicher Geometrie nur noch, wenn der Targetkern das Proton mit dem Bahndrehimpuls $l_p = 0$ oder 1 einfängt. Bei den gemessenen Winkelkorrelationen muß berücksichtigt werden, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Gammadetektors eingeht, die dieser für verschiedene Gammaübergänge von demselben Niveau des Restkerns hat.

I. 22 Winkelverteilungen

Unabhängig vom speziellen Modell gelten für alle $A(d,n)B$ bzw. $A(d,p)B$ ¹⁾ Stripping-Prozesse für den Bahndrehimpuls des eingefangenen Teilchens die Auswahlregeln

$$|I_i - I_e| - 1/2 \leq 1 \leq I_i + I_e + 1/2 \quad (1)$$

$$\pi(B^*) = (-1)^1 \pi(A) \quad (2)$$

Dabei bedeuten: I_i , I_e Kernspin des Targetkerns im Grundzustand bzw. Spin des Endkerns im betreffenden (angeregten) Zustand B^* ; 1 Bahndrehimpuls des vom Targetkern eingefangenen Teilchens; $\pi(A)$, $\pi(B^*)$ Paritäten des Target- bzw. angeregten Endkerns.

Für die Spektroskopie hat sich in zahlreichen Experimenten als wichtigstes Modell das von Butler (Bu 51) und Bhatia et al. (Bh 52) erwiesen. In der einfachsten Version wird vorausgesetzt, daß jeweils nur Protonen ¹⁾ mit einem einzigen Bahndrehimpuls l_p vom Targetkern eingefangen werden können. Dies ergibt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem den Ausdruck

$$d\sigma(\theta) \sim |j_{l_p}(k \cdot R)|^2 d\Omega \quad (3)$$

mit den Anpassungsparametern R (sog. Wechselwirkungsradius) und $l_p \cdot (j_{l_p}(x))$ sphärische Besselfunktion vom Grade l_p , $\vec{k}_p$ Ausbreitungsvektor des eingefangenen Protons).

Bei der Butlertheorie werden folgende Effekte vernachlässigt (Butlerannahmen):

- (1.) Coulombabstoßung und Kernstreuung des einlaufenden Deuterons) und des auslaufenden Teilchens (Neutron).
- (2.) Bildung eines Verbundkerns.
- (3.) Andere als die Oberflächenwirkung (effektiver Radius R) zwischen eingefangenen Teilchen und Targetkern.

¹⁾ Wir betrachten hier und im folgenden $(d,n\gamma)$ -Reaktionen.

Man nimmt an, daß eine Reaktion nach dem Butlermodell verläuft, wenn sich die gemessene Winkelverteilung genügend gut an die unnormierte theoretische Winkelverteilung anpassen läßt. 1) Als Kriterium dient dabei vor allem der Wert des Anpassungsparameters R, der in vernünftigen Grenzen liegen muß.

Trifft dies zu, ist der l_p -Wert frei und kann herangezogen werden, um nach dem Erhaltungssatz (2) bei bekannter Parität des Grundzustands des Targetkerns die Parität des betreffenden Niveaus des Endkerns eindeutig zu bestimmen. Für den Spin I_e kann man hingegen nach der Dreiecksungleichung (1) nur einen Wertebereich angeben.

Für leichte Kerne gibt die Butlertheorie die Winkelverteilungen in der Vorwärtsrichtung meist richtig wieder.

Alle Modelle, die entweder andere Strippingmechanismen behandeln (heavy-particle stripping, spin flip etc.) oder die von Butler vernachlässigten Effekte berücksichtigen (distorted-wave - Born-approximation = DWBA), sind mathematisch wesentlich komplizierter. Insbesondere für die DWBA-Theorien ist ein Vergleich mit dem Experiment praktisch nur mit Hilfe großer Rechenmaschinen möglich.

I, 23 Winkelkorrelationen

Nach Satchler et al. (SaTo 60, Hu 58) lautet unabhängig vom speziellen Mechanismus der allgemeinste Ausdruck für eine Neutron-Gamma-Winkelkorrelation

$$W(\theta, \phi) = \sum_{k,q} a_{kq} C_{kq}(\theta, \phi) \quad (4)$$

Dabei sind $\Omega = (\theta, \phi)$ die Richtung der vom Restkern emittierten Gammastrahlung im Schwerpunktsystem, $C_{kq} = (4\pi/2k+1)^{1/2}$.

$Y_{kq}(\theta, \phi)$ sphärische Harmonische mit dem Spezialfall $C_{k0} = P_k(\cos\theta)$ und a_{kq} Koeffizienten, die von den Spins der Kerne,

1) Nützliche Rechenhilfe bei dieser Arbeit sind die Tabellen von Lubitz (Lu 57).

der Multipolarität der Gammastrahlung und der Emissionsrichtung der Neutronen abhängen. Da die Gammaübergänge zwischen Zuständen mit definierter Parität stattfinden, ist a_{kq} nur für gerades k ungleich Null.

Läuft die $(d, n\gamma)$ -Reaktion nach einem Stripping-Mechanismus mit einem einzigen l_p -Wert ab, können die Koeffizienten a_{kq} in

$$a_{kq} = g_k \cdot d_{kq} \quad (5)$$

aufgespalten werden. Die Größen g_k enthalten die Abhängigkeit von den Kernspins und dem gesamten Drehimpuls $j = l_p \pm 1/2$ des eingefangenen Protons.

Wenn der Targetkern mit Spin I_i ein Proton einfängt, mit diesem einen angeregten Zustand mit Spin I_e (Restkern) bildet und dann unter Gammaemission in einem Zustand mit Spin I_f übergeht, gilt

$$g_k = \left\{ \sum_{jj'} B(j, l_p) B(j', l_p) \eta_k(jj' I_i I_e) \right\} \cdot \left\{ \sum_{LL'} C(L) C(L') F_k(LL' I_f I_e) \right\}, \quad (6)$$

mit der Summationsbedingung

$$k_{\max} < \text{Min}(2l_p, j+j', L+L', 2I_e), \text{ gerade.} \quad (7)$$

Die $B(j, l_p)$ sind die reduzierten Breiten für den Einfang des Protons mit $j = l_p \pm 1/2$ und $C(L)$ ist das reduzierte Matrixelement für einen 2^L -Pol Gammaübergang. Die Koeffizienten η_k und F_k sind von Satchler (Sa 53) bzw. Biedenharn und Rose (BiRo 53) tabuliert worden.

Die Dynamik des Strippingmechanismus, Effekte von gestörten ebenen Wellen miteingeschlossen (= Distortion), werden durch die d_{kq} beschrieben (Hu 58).

Wird die Z-Achse in Richtung $\vec{k}_d \times \vec{k}_n$ gelegt ($\vec{k}_d, \vec{k}_n$ Ausbreitungsvektoren des Deuterons bzw. Neutrons im Schwerpunktsystem), so verschwinden die statistischen Tensoren (Hu 58)

$$\tilde{d}_{kq} = |\tilde{d}_{kq}| \exp(-i \cdot q \cdot a_{kq}) \quad (8)$$

für ungerade q , und die Korrelationsfunktion vereinfacht sich für $k = 0, 2$ zu

$$W(\tilde{\theta}, \tilde{\phi}) = 1 + A_2^0 \cdot P_2(\cos \tilde{\theta}) + A_2^2 \cdot P_2^2(\cos \tilde{\theta}) \cdot \cos 2(\tilde{\phi} - \tilde{\phi}_0) \quad (9)$$

$P_k^q(\cos \tilde{\theta})$ bezeichnet eine zugeordnete Kugelfunktion, $\tilde{\phi}_0 = \tilde{\phi}_0(\tilde{\phi}_{dn})$ den Winkel der Symmetrieachse und die Tilde das spezielle Koordinatensystem.

Setzt man $A_2^2 / A_2^0 = [-1/2] \tilde{\lambda}(\tilde{\phi}_{dn})$, dann gilt in der Reaktions-ebene ($\tilde{\theta} = \pi/2$)

$$W(\pi/2, \tilde{\phi}) = 1 + \alpha \cos 2(\tilde{\phi} - \tilde{\phi}_0), \quad \alpha = \frac{-6A_2^0 \tilde{\lambda}}{2 - A_2^0(1-3\tilde{\lambda})} \quad (10)$$

in einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse ($\tilde{\phi} = \tilde{\phi}_0 + \pi/2$)

$$W(\theta_{\pi/2} + \tilde{\phi}_0) = 1 + \beta \cos 2\tilde{\theta}, \quad \beta = \frac{+3A_2^0(1-\tilde{\lambda})}{2 - A_2^0(1-3\tilde{\lambda})}, \quad (11)$$

so daß $\beta/\alpha = (\tilde{\lambda}-1)/2\tilde{\lambda}$ und

$$\tilde{\lambda}(\tilde{\phi}_{dn}) = -\frac{\alpha}{2\beta - \alpha} \quad (12)$$

Die Gleichungen (9) bis (12) sind unabhängig vom Reaktionsmechanismus. Bei Stripping ist $\tilde{\phi}_0 = \alpha_{22}$ und für die Koeffizienten A_k^q gelten ganz bestimmte Voraussagen. Wie bereits angedeutet, hängen die Parameter $\tilde{\lambda}, \tilde{\phi}_0$ vom Winkel $\tilde{\phi}_{dn}$ ab, unter dem das Neutron bezüglich der Deuteronenrichtung emittiert wird.

Besonders einfach sind die Fälle, bei denen das Proton mit $l_p = 1$ eingefangen wird. Stripping beschränkt dann λ auf $0 \leq \lambda \leq 1$ und ergibt für $A_2 = -1/2 \cdot g_2$ unabhängig vom Neutronenwinkel und damit von Distortion-Effekten.

Definiert man die Anisotropie einer Winkelkorrelation in der Reaktionsebene mit

$$\epsilon = \frac{W(\tilde{\phi}_0) - W(\tilde{\phi}_0 + \pi/2)}{W(\tilde{\phi}_0) + W(\tilde{\phi}_0 + \pi/2)} \quad (13)$$

so ist

$$\epsilon = \lambda \cdot \epsilon_0 \quad (14)$$

Dabei gibt ϵ_0 den Wert der Anisotropie an, wenn die Butlerannahmen zutreffen, für welche $A_2 = -1/2 \cdot g_2$, $\lambda=1$ gilt und die Symmetrieachse mit der klassischen Rückstoßachse des Restkerns zusammenfällt.

Der Parameter λ spielt also für $l_p=1$ die Rolle eines Abschwächungskoeffizienten. Die Anisotropie im Azimut um die Symmetrieachse $\tilde{\phi}=\tilde{\phi}_0$ hat entgegengesetztes Vorzeichen zu der in der Reaktionsebene und β/α ist entweder stets negativ oder Null.

Nur für $l_p=1$ Einfänge ist der Ausdruck für die Polarisation der auslaufenden Neutronen einfach und lautet für einen einzigen j -Wert ($j = l_p \pm 1/2$)

$$|P| = \left| \frac{2}{3} \frac{1}{2j+1} (1-\tilde{\lambda}^2)^{1/2} \right|, \quad \tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}(\tilde{\phi}_{dn}). \quad (15)$$

In der Theorie von Satchler und Tobocman (SaTo 60) ist bei der maximal möglichen Neutronenpolarisation für alle l_p -Werte der Parameter $\lambda=0$ und die Gammastrahlung in der Reaktionsebene isotrop.

Wenn Distortion-Effekte eine Rolle spielen, ist $\lambda \neq 1$ und muß ebenso wie $\tilde{\phi}_0$ unter erheblichem numerischen Aufwand für jede spezielle Reaktion berechnet werden.

Für $(d, n\gamma)$ -Winkelkorrelationen sind bisher gar keine und für $(d, p\gamma)$ -Winkelkorrelationen nur wenige Rechnungen veröffentlicht worden (SaTo 60).

Für $l_p = 1$ Einfänge leisten jedoch in der Praxis die Formeln nützliche Dienste, welche sich unter den Butlerannahmen als Spezialfälle der Gleichung (6) ergeben. Es lassen sich mit ihnen wenigstens die oberen Grenzen der Anisotropie einer Winkelkorrelation abschätzen, sofern das Kopplungsschema des betreffenden Niveaus des Restkerns bekannt ist.

II Apparatur

II, 1 Blockschaltbild

Ein vereinfachtes Blockschaltbild der Apparatur, wie sie bei der Messung des Neutronenspektrums in Koinzidenz mit dem Gamma-spektrum einer $(d, n\gamma)$ -Reaktion benutzt wurde, wird in Abb. 2 gezeigt. Wie man aus ihr entnimmt, besteht die Apparatur aus

- 1.) Start- (Gamma) und Stop- (Neutron) Detektoren,
- 2.) Nanosekunden-Elektronik für die Messung der Zeitdifferenz,
- 3.) Mikrosekunden-Elektronik für die Seitenkanäle und
- 4.) Monitoren (Untersetzer).

Die einzelnen Bauteile haben bei einer Messung an einer $(d, n\gamma)$ -Reaktion folgende Funktionen:

Die beiden Szintillationszähler D_g und D_n liefern Paare von assoziierten und nicht assoziierten Signalen. Diese werden in eine Zeitdifferenzmeßstufe (= Zeitimpulshöhenkonverter, abgekürzt TPC) eingespeist, welche bei jedem Paar, dessen Zeitabstand in den Meßbereich der Stufe fällt, ein diesem Zeitabstand umgekehrt proportionales Signal an einen Vielkanaler abgibt.

Um möglichst viele nicht assoziierte bzw. unerwünschte Paare zu eliminieren, wird jedes Paar nach Art eines Fast-Slow-Koinzidenzspektrometers einer Reihe von Kriterien unterworfen, anhand derer entschieden wird, ob ein Paar im Vielkanaler analysiert wird oder nicht. Unter diesen Kriterien dienen die Energieseitenkanäle hauptsächlich dazu (abgekürzt S_g - bzw. S_n -Kanal) die für den TPC zu kleinen Impulsen auszusortieren (vgl. p 18). Daneben ermöglicht insbesondere der S_g -Kanal je nach den benutzten Szintillatoren mehr oder minder eine Energieselektion. Eine Reihenfolge- und Neutron-Gamma-Diskriminierung (abgekürzt $S_r + S_t$ - bzw. S_o -Kanäle; t nach TPC, o nach Owen) helfen dabei, den Untergrund zu vermindern.

Die Reihenfolge-Diskriminierung sorgt dafür, daß nur solche Impulspaare analysiert werden, die in der gewünschten Reihenfolge an der Zeitmeßstufe eintreffen. Außerdem ist es mit Hilfe dieser Einrichtung möglich, den Meßbereich ΔT der Zeitmeßstufe vom Intervall $(0, \Delta T)$ in ein Intervall $(x, x + \Delta T)$ eindeutig zu verschieben (typische Größen: $\Delta T \approx 100$ ns; $0 < x < 200$ ns). Mit der Neutron-Gamma-Diskriminierung im Neutronendetektor werden Impulse von niederenergetischer Gammastrahlung unterdrückt, die mit solchen von Neutronen konkurrieren.

Die Deutung der so erhaltenen Zeitspektren des Vielkanalers ist im Prinzip einfach. Man bekommt ein reines Linien- bzw. Rechteckspektrum, je nachdem die Zahl der assoziierten die der nicht assoziierten Paare wesentlich übertrifft oder nicht.

In den Linienspektren sind alle Linien außer der um den Zeitnullpunkt Neutronengruppen mit mindestens einer Energie zuzuordnen ¹⁾. Die Linie um den Zeitnullpunkt rührt u.a. von Gammastrahlen her, die elastisch oder inelastisch vom einen Detektor in den anderen gestreut werden.

1) Je nach den benutzten Detektoren können außerdem Störungen durch elastisch gestreute Neutronen verursacht werden.
(vgl. p 38)

Dies sieht man sofort ein, wenn man die für die Neutronen und die Gammastrahlung möglichen Flugzeiten pro Meter vergleicht ¹⁾. Das Rechteckspektrum wird vom Untergrund verursacht.

Apparatur - Details

II, 2 Detektoren

Die Hauptkriterien für die Auswahl der Gamma- und Neutronendetektoren sind 1.) gutes zeitliches Auflösungsvermögen, 2.) große Ansprechwahrscheinlichkeit und 3.) hohe Ausgangsimpulse; für Gammadetektoren auch 4.) die Linienform.

Prüft man daran die heute bekannten Detektoren, so sieht man, daß abgesehen von speziellen Anwendungen nur Szintillationszähler diesen Anforderungen genügen.

Die endliche Zeitauflösung jeder Koinzidenzapparatur mit Szintillationszählern hat ihrerseits als Ursache 1.) die endliche Abklingzeit der Szintillatoren ($> 10^{-9}$ s), 2.) die endliche Anstiegszeit der Anodenimpulse der Fotovervielfacher ($> 2 \cdot 10^{-9}$ s) ²⁾ und 3.) die Zeitauflösung der Zeitdifferenzmeßstufe ($\approx 10^{-11}$ s); in (x,n γ)-Experimenten kommt noch die unscharf definierte Flugstrecke der Neutronen infolge der Ausdehnung des Neutronendetektors hinzu.

Somit wird, wie aus den Zahlenangaben zu entnehmen ist, die heutige Zeitauflösung allein durch die Szintillatoren und Fotovervielfacher begrenzt.

Da bei Fotovervielfachern die Fertigungsstreuung groß ist, hängt die erreichbare Zeitauflösung sehr davon ab, in welchem Maße man sie aussuchen bzw. ihre optimalen Betriebsdaten messen kann. ³⁾ (Fußnote siehe nächste Seite).

¹⁾ Die Flugzeiten t pro Meter eines Gammaquants (g) bzw. Neutrons (n) mit $E_n = 25$ MeV sind $t_g = 3,3$ ns/m und $t_n = 14,5$ ns/m. Im Experiment wird gewöhnlich mit Flugstrecken $l_g = 5$ cm und $l_n = 100$ cm gearbeitet.

²⁾ Bei Fotovervielfachern der Type 56 AVP (Firma Philips).

II, 21 Szintillatoren für den Gammadetektor

Wo möglich, wurden wegen ihres guten zeitlichen Auflösungsvermögens und ihrer relativ hohen Lichtausbeute organische Szintillatoren der Typen NE 102 (plastisch) und NE 213 (flüssig) verwendet ¹⁾.

Da diese Materialien eine niedrige Ordnungszahl Z und hohe Wasserstoffkonzentration haben, werden Gammastrahlen hauptsächlich über Comptonelektronen und Neutronen über Rückstoßprotonen nachgewiesen. Somit können bei komplexen Gamma-spektren gemeinhin keine einzelnen Gammalinien selektiert werden.

In gewissem Maße könnte man sich behelfen, wenn man das Neutronenspektrum bei verschiedenen hohen Gammaschwellen aufnimmt und Differenzen bildet. Bei den meisten Winkelkorrelationen ist jedoch dieses Verfahren nicht sinnvoll, weil die Anisotropien schwach und die Koinzidenzzählraten klein sind.

Deswegen arbeitet man immer dann, wenn man mit einer um den Faktor 2 geringeren Zeitauflösung auskommt, zweckmäßiger mit NaJ(Tl)-Kristallen anstelle der organischen Szintillatoren.

Gelegentlich stören bei $(x, n\gamma)$ -Experimenten die Neutronen, welche auf den Gammadetektor treffen. NaJ(Tl)-Kristalle werden durch schnelle Neutronen aktiviert und organische Szintillatoren geben unerwünschte Startimpulse von elastisch gestreuten Neutronen (vgl. p 38).

3) Fußnote von Seite 13: Wir danken den Herren Dr. Stuckenberg und Ratje für die Überprüfung unserer Fotovervielfacher mit optischen Impulsen.

1) Firma Nuclear Enterprises.

II, 22 Szintillatoren für den Neutronendetektor

Bei den an $(x, n\gamma)$ -Reaktionen üblichen Messungen sieht der Neutronendetektor die Quelle unter einem wesentlich kleineren Raumwinkel als der Gammadetektor. Deswegen kommt es hier noch mehr als beim Gammadetektor darauf an, über Szintillatoren mit relativ großer Ansprechwahrscheinlichkeit für schnelle Neutronen zu verfügen. Die Szintillatoren NE 102, NE 213 und Stilben besitzen durch ihre hohe Wasserstoffkonzentration diese Eigenschaft. Da NE 102 und NE 213 außerdem in größeren Abmessungen billig zu haben sind, kann man sie, um die Ansprechwahrscheinlichkeit zu erhöhen, so groß machen, als es neben den Fotokathoden der erhältlichen Fotovervielfacher Zeit- und Winkelauflösung erlauben.

Bei Neutronenenergien im Bereich von 2,5 bis 1,0 MeV nimmt bei den üblichen Laufzeitspektrometern die Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen schnell ab, weil man gegen die niederenergetischen Teile der Rückstoßprotonenspektren im Energie-seitenkanal S_n diskriminieren muß, um gute Zeitauflösung zu bekommen.

Wenn man jedoch bei einem Experiment aus diesem Teil des Neutronenspektrums von zwei benachbarten Linien nur eine benötigt, kann man, statt die für den TPC zu kleinen Impulsen zu unterdrücken, diese nach der Methode von P. Huber et al. (Hu 61) im langsamen Teil des TPC kompensieren.

Die Lichtausbeute im organischen Szintillatoren ist für Elektronen um etwa den Faktor 2 bis 4 höher als für Protonen der gleichen Energie (Abb. 4). Dies erhöht bei $(x, n\gamma)$ -Experimenten den Untergrund im gemessenen Neutronenspektrum. Dieser kann vermindert werden, wenn man im Neutronenkanal eine Neutron-Gamma-Diskriminierung einbaut (vgl. p 25).

II, 23 Fotovervielfacher und Spannungsteiler

Die Form der Ausgangssignale eines Fotovervielfachers können bis zu einem gewissen Grade über die Parameter

- 1.) Gesamtspannung,
- 2.) Spannungsverteilung auf die Dynoden und die Anode und
- 3.) Spannungen an den Hilfselektroden (= Fokussierungs- und Beschleunigungselektrode beim Fotovervielfacher 56 AVP) beeinflußt werden.

Um die für die schnelle Koinzidenzmessung erforderlichen hohen Impulse zu bekommen, müssen das Paar letzte Dynode - Anode des Fotovervielfachers sowie einige Dynodenpaare davor in der Nähe der Sättigungsspannung betrieben werden.

Deswegen wird das lineare Energiesignal nicht gemeinsam mit dem Zeitsignal an der Anode, sondern an einer passend gewählten Dynode (beim 14-stufigen 56 AVP etwa an der 10. Dynode) abgenommen.

Die Zeitauflösung und die Linearität der Impulshöhenspektren hängen sehr von der Spannungsverteilung ab.

Für die von uns benutzten Fotovervielfacher RCA 6342 A (10 Stufen), RCA 6810 A und Philips 56 AVP, 58 AVP (14 Stufen) sind die vom Hersteller empfohlenen Spannungsteiler hinsichtlich der Verstärkung und Linearität nicht immer optimal. Wie Bellettini et al. (Be 63) berichtet haben, muß bei höheren Ansprüchen für jeden schnellen Fotovervielfacher ein individueller Spannungsteiler ermittelt werden. Dies ist außerordentlich zeitraubend und aufwendig, da man für jeden neuen Spannungsteiler nicht nur die Energieauflösung und Linearität, sondern auch die Zeitauflösung untersuchen muß. Letzteres kann aber auf rationelle Weise nur mit optischen Impulsen mit Anstiegs- und Abfallzeiten von etwa $< 1\text{ ns}$ (Ra 63) geschehen.

Aus diesem Grunde beschränkten wir uns darauf, einen von der Hamburger van de Graaff-Gruppe ¹⁾ für die Fotovervielfacher 56 AVP und 58 AVP vorgeschlagenen Spannungsteiler für unsere Zwecke zu modifizieren.

Der Spannungsteiler, welcher von der Manchestergruppe für den Fotovervielfacher 6810 A veröffentlicht wurde (Gar 60 a), erwies sich bei den uns gelieferten Röhren als unbrauchbar. Wir erhielten nämlich damit "lineare" Energiesignale, deren Unterschwinger etwa 10 mal größer als der eigentliche Impuls waren.

Dieser Effekt rührt nach unserer Meinung von Raumladungen zwischen den Dynoden her, die sich bei unseren Fotovervielfachern bei dem Spannungsteiler der Manchestergruppe gebildet haben. Bei der Neutron-Gamma-Diskriminierung nach der Owenmethode (vgl. p 26) wird dieser Effekt, der hier stört, ausgenutzt.

Die Abkopplung der Zeit- und Energiesignale ist mitunter sehr knifflig. Es erfordert einige Mühe, bis man Netzbrumm und unerwünschte HF-Schwingungen beseitigt hat.

Nach neueren Untersuchungen bei DESY (Ra 63) hängt die erreichbare Zeitauflösung bei 56 AVP Fotovervielfachern nicht mehr von Laufzeitstreuungen im elektronenoptischen Eingangssystem, sondern nur noch vom elektrischen Verhalten des mechanischen Aufbaus, insbesondere den Zuleitungen zu der Anode und den bzw. der) Dynoden, ab.

Bei den im folgenden beschriebenen Experimenten wurden ausschließlich Fotovervielfacher der Typen 56 AVP und 58 AVP benutzt. Die Type 6810 A ist wesentlich schlechter als die Typen 56 AVP und 58 AVP (vgl. Tabelle I, p 32), und die Type 6342 A muß bei einer vom Hersteller nicht vorgesehenen hohen Spannung betrieben werden, bei der die Röhren zu schnell ermüden.

¹⁾ Private Mitteilung.

II, 3 Schnelle Elektronik

Die notwendige Form des Impulses nach den Detektoren wird ganz wesentlich durch die benutzte Zeitdifferenzmeßstufe bestimmt. So müssen z.B. für einen TPC vom Typ Christiansen (Chr 62) aus dem Impulshöhenspektrum der Detektorimpulse einheitliche Nadel- (Startkanal) bzw. Rechteckimpulse (Stopkanal) erzeugt werden; ein TPC vom Typ Green und Bell (GrBe 58, Gar 60a, Ne 59), wie wir ihn bei den (x,ny)-Experimenten verwenden, kommt dagegen in beiden Eingangskanälen mit einheitlichen Rechteckimpulsen aus.

II, 31 Impulsformerstufe im Gamma-Kanal G (Abb. 7)

Die Detektorimpulse werden nach der Abkopplung von der Anode des Fotovervielfachers über eine geeignete gewählte Zeitkonstante ($R = 8,2 \text{ k}\Omega$, $C = 30 \text{ pF}$ für einen NaJ(Tl)-Kristall) zunächst auf einen einfachen Diodendiskriminator (Dioden 1G 51) und dann auf eine Begrenzerstufe (übersteuerte Röhre in Verstärkerschaltung) gegeben. Da es darauf ankommt, daß möglichst viele Impulse des Impulshöhenspektrums die Begrenzerstufe innerhalb weniger Nanosekunden übersteuern, muß hierfür eine Röhre großer Bandbreite und Verstärkung gewählt werden. Wir verwendeten zuerst die Type E 180 F, dann E 280 F und zuletzt meist D 3 A oder E 810 F. Um schließlich die Impulse an der Anode der Begrenzerröhre auf eine einheitliche Länge von $2 \Delta t \text{ ns}$ zu bringen, liegt dort ein kurzgeschlossenes Verzögerungskabel (Type RG 114 U, Wellenwiderstand $Z = 185 \Omega$) mit der einfachen Verzögerung $\Delta t \text{ ns}$. Es wurden Verzögerungen von $2 \Delta t = 25$ bis 100 ns mit Erfolg benutzt. Bei geeigneter Anpassung mittels des Anodenwiderstandes (ca $1 \text{ k}\Omega$) der Begrenzerröhre können die positiven Anodenimpulse (Höhe 1,5 bis $3,0 \text{ V}$ je nach Röhrentype) über ein Impulskabel (RG 114 U) dem TPC direkt zugeführt werden.

Meist pflegt man noch die "Unterschwinger" der Anodenimpulse der Begrenzerröhre, die von der Kabelformung herrühren, mit einer schnellen Diode am Clippingkabel abzuschneiden.

Bei längeren Clippingkabeln der handelsüblichen Typen - notwendig für größere Meßbereiche des TPC - gelingt es jedoch auf diese Weise nicht, das mitunter recht beträchtliche positive Podest an der Rückseite der Anodenimpulse, welches von dem endlichen Ohm'schen Widerstand des Kabels herrührt, zu beseitigen. (vgl. Abb. 7). Wir setzten deswegen hinter die Begrenzerröhre eine Umkehrerröhre, deren Arbeitspunkt so liegt, daß das Podest abgeschnitten wird. Damit wurde die Anordnung flexibler und erlaubte die negativen Ausgangsimpulse über längere Impulskabel für eine Reihe verschiedenartiger TPC's insbesondere in der Höhe anzupassen.

Der einfache Diodendiskriminator vor der Begrenzerröhre soll nach Neilson (Ne 59) dazu dienen, die Zeitdifferenzmeßstufe vor Rauschimpulsen des Fotovervielfachers zu schützen.

Beim Testen der Apparatur ohne Seitenkanäle konnte jedoch die Auflösung nicht wesentlich verbessert werden, wenn man die Diodenschwelle hochdrehte. Hingegen verschlechterte sich die Auflösung deutlich ($\leq 30\%$), wenn man den Diskriminator ausbaute.

Dieses Verhalten läßt sich erklären, wenn man bedenkt, daß das betreffende Diodennetzwerk nicht nur diskriminiert, sondern auch dehnt. Dies bewirkt, daß eine größere Anzahl von kleineren Impulsen die Begrenzerröhre voll aussteuert, als es sonst der Fall wäre. (Vgl. hierzu O. Aspelund (As 63), der jedoch keinen so ausgeprägten Effekt findet.)

II, 32 Impulsformerstufe im Neutronenkanal N (Abb. 9, 10)

Für Experimente, bei denen der störende Gammauntergrund im Neutronenkanal so niedrig war, daß auf eine Neutron-Gamma-Diskriminierung verzichtet werden konnte, wurden im Neutronenkanal dieselben Impulsformerstufen verwendet wie im Gamma-kanal.

Der schnelle Neutronenkanal mußte jedoch in den Fällen abgeändert werden, in denen wir uns desselben Fotovervielfachers für die Zeitmessung und die Neutron-Gamma-Diskriminierung nach Owen bedienten. Bei dieser Diskriminierung werden nämlich Anode und letzte Dynode des Fotovervielfachers gebraucht, so daß das Zeitintegral nicht mehr wie sonst an der Anode, sondern spätestens an der vorletzten Dynode abgenommen werden muß. Damit das hierdurch etwa 9-mal kleiner gewordene Zeitsignal die Begrenzerstufe wieder aussteuert, muß es vorher über einen Anoden- oder Kathodenfolger auf einen Kettenverstärker (Type 460 AR der Firma Hewlett Packard) gegeben werden.

Häufig erhält man hier und an entsprechenden Stellen die für die Zeitdifferenzmessung notwendigen sauberen Rechteckimpulse erst dann, wenn man an den hinteren Enden der Verbindungskabel nicht nur die Abschlußwiderstände ¹⁾, sondern auch die Kopplungskondensatoren sorgfältig abgleicht.

Durch die Verwendung des Kettenverstärkers verliert man etwas an Auflösung. Ein Teil des Verlustes läßt sich wett machen, wenn man das Gitter der Begrenzerröhre stärker negativ vorspannt (Diskriminatorwirkung).

II, 33 Zeitimpulshöhenkonverter (Abb. 11, 12)

Zeitmessung

Als Koinzidenzröhre wurde für den TPC die 6BN6 ausgesucht. Betreibt man diese nach einem Vorschlag von Green und Bell (GrBe 58) in einem Arbeitspunkt mit Anodenspannung $U_a = 20 \text{ V}$, Schirmgitterspannung $U_s = 10 \text{ V}$ und Steuergitterspannungen $U_{g1} \approx U_{g3} = -1,5 \text{ V}$, sogenügen bereits positive Impulse von etwa $1,5 \text{ V}$, um die Röhre vom gesperrten Zustand in die Sättigung zu fahren. Dies ist ein Vorteil gegenüber einer Reihe von anderen Röhren, da man auf diese Weise bei den heute verfügbaren Fotovervielfachern fast immer auf Kettenverstärker

¹⁾ Um nicht allzuviel an Impulshöhe zu verlieren, wurden alle Impulskabel nur am hinteren Ende abgeschlossen.

verzichten kann. Zur Zeitmessung werden auf die Steuergitter der 6BN6 zwei rechteckförmige Eingangssignale gegeben, es fließt nur solange ein Anodenstrom, als sich die beiden Signale überlappen. Integriert man den Anodenstrom über ein RC-Glied oder einen operativen Verstärker (Gru 60), so ist der entstehende Impuls der Zeitdifferenz der Eingangsimpulse umgekehrt proportional.

Einige Autoren versuchen (z.B. GrBe 58), die Amplituden der Signale, welche direkt von Steuergitter g_3 auf die Anode koppeln, mittels eines geeigneten Integrationsnetzwerks zu verringern. Nach unseren Erfahrungen ist jedoch, abgesehen von der höheren Empfindlichkeit des Gitters g_3 gegenüber Gitter g_1 , der Einfluß der Gittervorspannungen (nützlicher Bereich -0,5 bis -2,5 V) viel größer als der eines Integrationsnetzwerks.

Die Zeitkonstante für die Integration ist so zu wählen, daß der TPC bis zur maximalen Überlappung der Eingangsimpulse linear arbeitet. Die unteren und oberen Grenzen werden dabei einerseits durch Brumm und Rauschen der nachfolgenden Verstärkerstufe und andererseits bei hohen Zählraten durch das "pile up" der Ausgangsimpulse bestimmt.

Da die 6BN6 im Sättigungsbereich betrieben wird, ist die integrierte Ladung von Emissionsschwankungen der Kathode stark abhängig. Für eine gute Langzeitkonstanz des TPC's ist es deshalb erforderlich, nicht nur alle Versorgungsspannungen gut zu stabilisieren sondern auch die 6BN6 mit stabilisierter Gleichspannung zu heizen.

Das integrierte Ausgangssignal wird über einen Kathodenfolger oder wegen des geringeren Röhrenrauschens besser über einen Cascodeverstärker (Gru 60) auf den Vielkanaler gegeben.

Wenn man wie bei Experimenten mit Beschleunigern, gezwungen ist, Detektor und verarbeitende Elektronik in größerer Entfernung voneinander aufzustellen, ist es günstig, die Begrenzerstufe nach dem Detektor durch eine Umkehrstufe (vgl. p 19) zu ergänzen und unmittelbar vor die 6BN6-Stufe eine zweite Begrenzerstufe zu setzen.

Reihenfolgediskriminierung (Abb. 11)

Impulspaare, die aus je einem Impuls aus den Detektoren I und II bestehen und denselben zeitlichen Abstand haben, überlappen sich stets gleich stark. Deshalb vermag eine Schaltung, die nur auf die Überlappungsfläche zweier Impulse anspricht, nicht zu unterscheiden, in welcher Reihenfolge die Impulse angekommen sind. Eine bestimmte Reihenfolge kann daher in diesen Schaltung^{en} nur über geeignete Koinzidenzbedingungen sichergestellt werden.

Nach Neilson et al. (Ne 59) erhält man zwei solche in

- 1.) dem Ausgangsimpuls einer schnellen Koinzidenzstufe, die der 6BN6-Röhre über geeignete Verzögerungen parallel geschaltet ist (S_r -Kanal), und
- 2.) dem TPC-Impuls (S_t -Kanal).

Man findet, daß mit diesen Bedingungen eine bestimmte Reihenfolge - etwa γ , n - stets auf zweierlei Weise gewährleistet werden kann: Setzt man eine Verzögerung von ΔT ns (ΔT = Meßbereich des TPC = Länge der genormten Rechteckimpulse) auf der Gammaseite in die Abzweigung zur schnellen Koinzidenzstufe, so müssen S_r -Kanal und S_t -Kanal koinzident sein, um den Vielkanaler für die Zeitanalyse freizusteuern; setzt man dieselbe Verzögerung an die entsprechende Stelle auf der Neutronenseite, so müssen S_r und S_t -Kanal antikoinzident sein.

Die schnelle Koinzidenzstufe wurde mittels einer zweiten 6BN6-Stufe realisiert. Um die Impulse, die von der ersten 6BN6-Stufe verarbeitet werden, möglichst wenig zu stören, wurden die Verzögerungskabel an die Verzweigungsstellen über Kathodenfolger angepaßt (Röhren E 280 F).

II, 4 Langsame Koinzidenzstufe und Seitenkanäle

II, 41 Langsame Koinzidenzstufe

Besondere Probleme ergeben sich bei (x, n_T) -Experimenten durch die hohe mittlere Zählrate von 10^4 bis 10^6 Impulsen/s im S_g -Kanal in Verbindung mit der um etwa zwei Zehnerpotenzen niedrigeren Zählrate im S_n -Kanal.

Gibt man nämlich die S_g - und S_n -Kanäle auf eine der konventionellen Koinzidenzstufen, so koppelt meist ein beträchtlicher Teil der Impulse aus dem S_g -Kanal direkt durch. Dies wiederum erhöht den Untergrund in den gemessenen Neutronenspektren, was natürlich äußerst unerwünscht ist, da man ohnehin schon Mühe hat, den rein kernphysikalischen Untergrund klein zu halten.

Bei den ersten (d, n_T) -Experimenten suchten wir diesem Umstand zu begegnen, indem wir die Zählraten im S_g -Kanal über den Targetstrom so weit verringerten, bis die langsame Elektronik einwandfrei funktionierte. Dabei wurden aber die Sammelzeiten pro Meßpunkt so hoch, daß wir nach einer anderen Lösung suchten.

Diese bot sich in einer von R.L. Chase (Cha 60) entworfenen transistorisierten Multikoinzidenzstufe.

Um die mit ihr mögliche mittelschnelle Koinzidenzauflösung ($2\tau > 0,05 \mu s$) voll ausnutzen zu können, wurden für die Methode des Nulldurchgangs die zunächst unipolaren Signale der S-Kanäle Verstärkern vom Typ DD2 ¹⁾ zugeführt. Diese symmetrisierten die Signale über zweimalige Kabeldifferenzierung.

Im Experiment wurde die von uns benutzte Standardausführung ¹⁾ zuerst in Fast-Slow Koinzidenz ²⁾ für die Seitenkanäle S_g , S_n , S_t , S_o und in Antikoinzidenz für den Seitenkanal S_r

¹⁾ Für die Vermittlung einer solchen Stufe danken wir insbesondere Dr. N. Fiebiger.

²⁾ In konsequenter Ausdrucksweise wäre dann die Zeitmessung als "very-fast" Koinzidenz zu bezeichnen.

betrieben ($2 \tau_f < 0,1 \mu s$, $2 \tau_{sl} = 2 \mu s$; $f = \text{fast}$, $sl = \text{slow}$). Da die Einjustierung der Antikoinzidenz mitunter Schwierigkeiten bereitete, wurde die Reihenfolgediskriminierung so umgebaut, daß der S_r -Kanal ebenfalls auf Koinzidenz arbeitet.

II. 42 Energieseitenkanäle

Für die linearen Signale wurden gewöhnlich ganz konventionelle Vorverstärker verwendet (vgl. Abb. 8, 9).

Um die für die Symmetrisierung notwendigen Impulsformen herzustellen, wurde nicht wie sonst üblich der Arbeitswiderstand am Fotovervielfacher einjustiert, sondern am Ende des Vorverstärkers mit einer passenden Kapazität integriert. Dies hat den Vorteil, daß man an der etwas kritischen Auskopplung der linearen Signale nichts zu ändern braucht, wenn man anstelle der konventionellen Koinzidenzstufe die von Chase benutzt. Die Einbuße an Linearität, die man u.U. erleidet, kann meist hingenommen werden.

Die Parameter für die Symmetrisierung der Impulse sind natürlich für NaJ(Tl)-Kristalle und organische Szintillatoren verschieden. Die höhere Zählrate, die organische Szintillatoren gegenüber NaJ(Tl)-Kristallen erlauben, kann erst voll ausgenutzt werden, wenn man die Clippingzeit der Differentiationskabel verkürzt.

In einigen Anwendungen wäre es wünschenswert, ein Gamma-spektrum, das über einige MeV reicht, unterhalb einer Schwelle von einigen hundert keV sauber abschneiden zu können. Prinzipiell ist dies immer möglich, wenn man Fensterverstärker verwendet. Wenn jedoch die erforderliche Dehnung nur den unteren Teil des Impulsspektrums betrifft und nicht allzu groß ist, kann man dies bei Kombinationen von unipolaren Verstärkern und konventionellen Koinzidenzstufen ohne Fensterverstärker bewerkstelligen. Man übersteuert einfach das Impulsspektrum so, daß der gewünschte Teil noch energieproportional wiedergegeben wird.

Bei der Multikoinzidenzstufe nach Chase ist dieses Verfahren nicht anzuraten. Tut man es dennoch, so diskriminiert die Stufe nicht nur nach Amplitude sondern auch nach Zeit. Die Nulldurchgänge des übersteuerten und unübersteuerten Teils des Impulshöhenspektrums liegen nämlich dann so weit auseinander, daß sie nicht mehr beide in die Auflöszeit zu bringen sind.

II, 43 Impulsformdiskriminierung

Bei der Neutron-Gamma-Diskriminierung wird ein Effekt ausgenutzt, der von Wright entdeckt, von Brooks zum ersten Male praktisch verwertet aber erst von Owen richtig gedeutet wurde.

Er besteht in folgendem:

In einigen organischen Szintillatoren (Anthrazen, Transstilben und sauerstofffreie flüssige Szintillatoren) regen ionisierende Teilchen eine Lumineszenz an, die zumindest aus einer schnellen und möglicherweise mehreren langsamen Komponenten zusammengesetzt ist. Entscheidend ist nun, daß sich für verschiedene anregende Teilchen (e , p , α) die Intensitäten der langlebigen Komponenten, wenn man sie auf die kurzlebigen bezieht, unterscheiden. Für die Abklingzeiten trifft dies, wie zunächst Wright und Brooks annahmen, nicht zu.

Die heute bekannten technischen Verfahren zur Trennung von Neutronen (Rückstoßprotonen) und Gammastrahlung (Compton-elektronen) lassen sich in drei Kategorien einteilen. Als Repräsentanten können etwa die von Brooks (Bro 59), Owen (Ow 59) und Rethmeier (Re 61) vorgeschlagenen Schaltungen dienen.

Im Prinzip wird in allen dreien über einen Fotovervielfacher, der den zeitlichen Verlauf einer Lumineszenz ohne große Verzerrung überträgt, die Differenz der Lichtausbeuten $L-S$ gebildet und zwar so, daß L_e-S_e und L_p-S_p unterschieden werden können. (L , S Intensität der langsamen bzw. schnellen Komponente; e , p Elektron, Proton.)

Methode Brooks

In dieser Schaltung wird durch passende Wahl der Zeitkonstanten an der letzten Dynode ($RC > T_L$) die gesamte ($S+L$), und an der Anode ($RC = T_S, T_L, T_S$ Abfallzeiten der langsamen, bzw. schnellen Komponente) nur die schnelle Komponente (S) der Lumineszenz integriert. Addiert man die beiden Impulse verschiedener Polarität, so erscheint bei vorheriger geeigneter Impulsformung ein positives Signal am Ausgang, wenn der Szintillator durch Protonen angeregt wurde.

Vorteile: gute Diskriminierung gegen Gammastrahlung für Rückstoßprotonenenergien ab etwa 200 keV.

Nachteile: Totzeit von einigen Mikrosekunden infolge der großen RC-Konstante an der letzten Dynode. Instabilität infolge der nichtlinearen Schaltelemente an Anode und Dynode. Justierung kritisch.

Methode Owen

Bei Brooks wird die Differenz $L-S$ außerhalb des Fotovervielfachers über ein passives Netzwerk gebildet. Owen benutzt dazu den Fotovervielfacher selbst.

Setzt man nämlich an einem Fotovervielfacher die Spannung zwischen letzter Dynode und Anode auf einige Volt herunter, so arbeitet die Dynode bei höheren Strömen nicht mehr normal, (positive Ausgangsimpulse) sondern als virtuelle Kathode (negative Ausgangsimpulse). Das kritische Potential läßt sich so einregulieren, daß nur die schnelle, nicht aber die langsame Komponente der Lumineszenz eine Raumladungswolke zwischen letzter Dynode und Anode aufzubauen vermag.

Die an der letzten Dynode integrierten Impulse sind somit bei Neutronen höher als bei Gammastrahlung.

Vorteile: gute Diskriminierung gegen Gammastrahlung für Rückstoßprotonenenergien ab etwa 500 keV; Justierung leicht.

Nachteile: Totzeit von einigen Mikrosekunden.

Methode Rethmeier

Im Gegensatz zu Brooks und Owen benötigt Rethmeier bei seiner Methode nur eine Elektrode. Das dort abgenommene Signal wird auf eine Verstärkerstufe gegeben, die im Anodenkreis eine Verzögerungsleitung enthält. Der Abschluß der Verzögerungsleitung wird so verstimmt, daß der Ausgangsimpuls, welcher aus einer Superposition des originalen und reflektierten Impulses besteht, eine positive Diskriminatorschwelle überschreitet oder nicht, je nachdem ob es sich um eine Elektronen- oder Protonenszintillation gehandelt hat.

Vorteile: geringe Totzeit (Verzögerungszeit des reflektierten Signals etwa 40 ns!); die Betriebsbedingungen des Fotovervielfachers werden nicht durch die Impulsformdiskriminierung bestimmt.

Nachteile: gute Diskriminierung gegen Gammastrahlung erst für Rückstoßprotonenenergien ab 800 keV; Justierung schwierig.

Wägt man die Vor- und Nachteile der drei besprochenen Schaltungen gegeneinander ab, so ist man zunächst geneigt, für Laufzeitmessungen der Rethmeier'schen Methode den Vorzug zu geben. Denn hier kann das Zeitsignal, welches für eine gute Zeitauflösung möglichst groß sein muß, nach wie vor an der Anode abgenommen werden.

Dieser Vorzug ist aber nicht so entscheidend, da man mit der Owenschen Methode dasselbe erreichen kann. Man braucht dazu allerdings zwei Fotovervielfacher, die denselben Szintillator gleichzeitig betrachten und in Koinzidenz geschaltet sind, einen für die Impulsformdiskriminierung und den anderen für die Zeitmessung (Ba 60). Ähnliches gilt für die Brook'sche Methode. Sie ließe sich auf dieselbe Weise leicht modifizieren¹⁾.

¹⁾ Darüberhinaus könnte man bei dieser Lösung die Fotovervielfacher weitaus mehr ins Rauschen hineinsteuern und Neutronenenergien unterhalb 1 MeV messen.

Es bleibt also noch die geringe Totzeit der Rethmeier'schen Methode. Diese ist ein echter Vorteil, den man aber nicht voll wahrnehmen kann, wenn man die Impulsformdiskriminierung ausschließlich für den Neutronendetektor in $(x, n\gamma)$ -Experimenten braucht (vgl. aber p 39).

Aus diesen Gründen zogen wir der leichteren Justierbarkeit wegen die Owen'sche der Rethmeier'schen Methode vor.

Um bei großem Detektorvolumen ($3'' \times 4''$) nicht zwei Fotovervielfacher mit großer Fotokathode zu benötigen, nahmen wir nach einer Schaltung der Hamburger Gruppe ¹⁾ (FeSi 62) Owen-, Zeit- und linearen Energiekanal an der 14., 13. und 10. Dynode ein und desselben Fotovervielfachers ab. (Schaltbild Abb. 6). Die hieraus resultierende Verschlechterung der Zeitauflösung konnte hingenommen werden.

Wenn es im Experiment Schwierigkeiten bereitete, das Owensignal genügend gut zu symmetrisieren, machten wir mit ihm und dem Ausgang der Multikoinzidenzstufe eine gewöhnliche Zweifachkoinzidenz ($2\tau = 2 \mu s$).

Zur Einstellung der Impulsformdiskriminierung werden Energie- und Owensignal über Impulsdehner auf die x- und y-Ablenk-systeme eines Oszillographen gegeben. Die Lage der Diskriminatorschwelle wird auf dem Oszillographenschirm sichtbar gemacht, indem nur solche Signale hellgetastet werden, welche diese überschreiten (Le 64) ²⁾. Das Schirmbild zusammen mit der Zählrate im Owenkanal diente bei den $(d, n\gamma)$ -Experimenten als sehr bequemer Neutronenmonitor.

1) Private Mitteilung.

2) Wir danken Herrn C. Lehmann für die Überlassung seiner Anzeigestufe.

III Eigenschaften der Apparatur

Hinsichtlich der kernphysikalischen Anwendungen interessieren insbesondere die Zeit - bzw. Energieauflösung, Nachweiswahrscheinlichkeit und Untergrunddiskriminierung einer Laufzeitapparatur.

Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen können natürlich nur im (x, n_γ) -Experiment geprüft werden. Daneben gibt es jedoch eine Reihe nützlicher Tests, mit denen insbesondere die Auflösung und Linearität der Zeitdifferenzmessung untersucht werden kann.

Gute Linearität ist nur für die Messung der Energie von Neutronengruppen erforderlich. Doch selbst dort wird man in kritischen Fällen immer Vergleichsmessungen heranziehen.

Bei Messungen von Winkelkorrelationen kann man zumindest immer dann auf eine Linearität besser als 10% verzichten, wenn man die Form der betreffenden Neutronenspektren kennt. Im Gegensatz zu den Messungen von Energie und Winkelverteilungen muß aber hier der Untergrund so weit herabgesetzt werden, daß die zu erwartenden Anisotropien noch festgestellt werden können.

III, 1 Labortests

III, 11 Zeiteichung und Auflösung

Zunächst wurde die Zeitauflösung der Elektronik (Impulsformerstufen + TPC ohne Abkopplung zur schnellen Koinzidenz) mit Impulsgeneratoren ermittelt ¹⁾.

Dazu wurde der Ausgang des Generators über ein an den Wellenwiderstand der Impulskabel angepaßtes T-Stück verzweigt und den Impulsformerstufen zugeführt (Selbstkoinzidenzen).

¹⁾ Impulsgenerator h_p 215 A der Firma Hewlett Packard.

Zur Zeiteichnung und Prüfung der Linearität wurde dann die Lage der Koinzidenzlinie als Funktion geeichter Verzögerungskabel (RG 114 U; $Z = 185 \Omega$) in dem einen oder anderen der beiden Zeitkanäle aufgenommen. Mit diesen Daten läßt sich dann leicht die Zeitauflösung aus der Halbwertsbreite der Koinzidenzlinien errechnen.

Unter optimalen Laborbedingungen bekamen wir eine Zeitauflösung von < 150 ps ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$). Dabei verstehen wir unter optimalen Laborbedingungen aber, daß weder Versorgungsspannungen besser als auf 10^{-3} stabilisiert ¹⁾ noch Experimentierräume besonders klimatisiert und erschütterungsfrei sind.

In einigen Veröffentlichungen (z.B. Gal 62, Co 62) über ähnliche Schaltungen wird von Auflösungen < 50 ps berichtet. Nach unseren Erfahrungen halten wir solche Auflösungen nur für möglich, wenn auch die oben genannten extremen Bedingungen verwirklicht sind.

Die Zeitauflösung für etwas realisiere Verhältnisse (Tabelle I) bekommt man, wenn man in der zuvor beschriebenen Anordnung den Generator durch einen Fotovervielfacher ersetzt. Hier beobachteten wir insbesondere, daß die Verzweigung der Impulse an der 6BN6-Röhre zur schnellen Koinzidenzstufe die Auflösung um etwa 25% verschlechterte.

Die Zeitauflösung der Apparatur mit zwei Szintillationszählern wurde über die Koinzidenzen der prompten Gamma-Gamma-Kaskade von Ni^{60} bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen mit verschiedenen Kombinationen von Fotovervielfachern und Szintillatoren sind in Tabelle I zusammengefaßt. Mit zwei $2'' \times 2''$ großen Plastikszintillatoren der Type NE 102 betrug die beste von uns gemessene, reproduzierbare Auflösung $0,75 \text{ ns} \pm 5 \%$. Die Schwellen der Seitenkanäle lagen dabei bei 50 % der maximalen Gammaenergie. Ohne Seitenkanäle erhielten wir unter den sonst gleichen Bedingung^{en} $1,8 \text{ ns} \pm 5 \%$.

¹⁾ Wir verstehen darunter die Änderung der Ausgangsspannung um 1 %, wenn die Netzspannung um 20 % schwankt.

Einige Autoren (zusammengefaßt in Schw 63) erreichten mit ähnlichen Apparaturen unter Bedingungen, die nach den Veröffentlichungen nicht immer ganz klar sind, Auflösungen bis herunter zu 0,3 ns. Da uns die erzielte Arbeitsauflösung von $\approx 1,0$ ns für Gamma-Gamma-Koinzidenzen von Ni^{60} für die geplanten Experimente ausreichend erschien, versuchten wir bei der beschriebenen Apparatur nicht, die Auflösung weiter zu verbessern.

Die bei den Auflösungszeiten angegebenen Fehler sind hauptsächlich auf die ungenaue Eichung der Verzögerungskabel zurückzuführen. Da wir keine Messungen von Lebensdauern beabsichtigten und bei $(x, n\gamma)$ -Experimenten eine Energieeichung am besten über bekannte Reaktionen ausgeführt wird, bestimmten wir die Verzögerung der Kabel lediglich nach ihrer geometrischen Länge.

III, 12 Linearität

Mit der im letzten Abschnitt besprochenen Zeiteichung läßt sich nur die Linearität im Großen auffinden. Außerdem ist das Verfahren, wenn auch sehr wenig aufwendig, so doch recht mühsam, wenn man mit ihm die Ursachen einer mangelhaften Linearität untersuchen will.

Hier ist nun der sog. differentielle Linearitätstest sehr nützlich. Mit ihm läßt sich nämlich nicht nur die Linearität im Kleinen prüfen, sondern auch eine Laufzeitmessung simulieren. Zu seiner Ausführung gibt man aus einem schnellen Impulsgenerator ¹⁾ periodische Rechtecksignale von einigen MHz Frequenz auf den Startkanal und Detektorimpulse von einem nicht allzu starken Gamma-Präparat auf den Stopkanal. Die Signale in den beiden Zeitkanälen stehen nun in einer solchen zufälligen Beziehung, daß bei absoluter Linearität des TPC im Vielkanaler ein Rechteckspektrum entsteht. Ein typisches Spektrum dieser Art von unserer Apparatur wird in Abb. 13 gezeigt.

¹⁾ Impulsgenerator h_p 215 A der Firma Hewlett Packard.

Tabelle I. Zeitauflösung mit verschiedenen Kombinationen von Fotovervielfachern und Szintillatoren

Quelle	Fotovervielfacher G-Kanal	N-Kanal	Szintillatoren G-Kanal	N-Kanal	Seitenkanäle S _g -Kanal S _n -Kanal	Auflösung Labor Exp.	Bemerkungen
Generator	-	-	-	-	-	0,15 0,25	Selbstkoinz.
Co ⁶⁰	6810 A	-	NE 102 1/2"x2"	-	-	0,50 0,60	dto.
	56 AVP	-	NE 102 1/2"x2"	-	-	0,30 0,40	dto.
	6810 A	6810 A	NE 102 1/2"x2"	NE 102 1/2"x2"	50 % 50 %	2,00 2,50	ohne n-γ Diskr.
	56 AVP	56 AVP	NE 102 2"x2"	NE 102 2"x2"	-	1,80 2,00	dto.
	dto.	dto.	dto.	dto.	50 % 50 %	0,75 0,90	dto.
	dto.	dto.	NaJ(Tl) 2"x2"	NE 102 2"x2"	50 % 50 %	1,80 2,00	dto.
	dto.	dto.	dto.	dto.	Fenster 50 %	1,40 1,60	dto.
	dto.	dto.	NaJ(Tl) 1-1/2"x1 1/2"	NaJ(Tl) 1-1/2"x1 1/2"	Fenster Fenster	3,00 3,25	dto.
	56 AVP	58 AVP	NE 102 2"x2"	NE 213 3"x4"	50 % 50 %	1,10 1,25	mit n-γ Diskr.
	dto.	dto.	dto.	dto.	25 % 25 %	1,50 1,80	dto.
	dto.	dto.	NaJ(Tl) 2"x2"	NE 213 3"x4"	Fenster 50 %	3,00 3,25	dto.

Erläuterungen: Schwellenangaben in % der maximalen Energie der Quelle (Comptonkante bei organischen -, Fotopeak bei NaJ(Tl)-Szintillatoren).

Da bei den $(d, n\gamma)$ -Experimenten in den Startkanal Impulse eingespeist werden, die weniger ideal sind als die des Generators, ist dort die Linearität meist schlechter als beim differentiellen Test.

III, 13 Stabilität

Für die Messungen von Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen muß die Apparatur über Zeiten stabil sein, die verglichen mit der Sammelzeit (ca. 30 Min.) für einen Meßpunkt lang sind.

Zweckmäßigerweise unterscheidet man bei gleichen experimentellen Bedingungen zwischen Schwankungen der Koinzidenzlinien hinsichtlich ihrer Lage und ihrer Intensität.

Die ersteren werden vorzugsweise von den schnellen, die letzteren von den schnellen und den langsamen Bauelementen verursacht. Bei den Labortests und den mehrtägigen Meßtörns am Beschleuniger betrug die Drift der Koinzidenzlinien im allgemeinen nicht mehr als 1 ns pro Tag. Dieser Fehler kann bei den üblichen $(d, n\gamma)$ -Experimenten vernachlässigt werden, wenn man die Flugstrecke der Neutronen etwas größer wählt, als es unter optimalen Bedingungen notwendig wäre.

Die Schwellen in den Seitenkanälen standen im Verhältnis dazu etwas weniger gut. Sie mußten deshalb bei Messungen von Winkelkorrelationen 2 bis 3 mal pro Tag nachjustiert werden.

Bei Messungen von Winkelverteilungen ist es gelegentlich von Bedeutung, daß die Koinzidenzlinien ihre Lage und Form ändern, wenn sich die mittlere Einzelzählrate im Neutronenkanal im Bereich von 10^2 bis 10^4 Impulsen/s stark ändert. Deshalb prüften wir bei unserer Apparatur mit einem Impulsgenerator, wie sich die Lage der Selbstkoinzidenzlinie verschiebt, wenn man die Frequenz erhöht.

Ergebnis: bis 1 kHz praktisch keine, von 1 bis 10 kHz etwa 0,5 ns Verschiebung, ab 40 kHz größere Verschiebungen.

III, 2 Tests mit (d,n γ)-Experimenten

Um die experimentelle Technik der (x,n γ)-Experimente zu lernen, untersuchten wir in Vorversuchen u.a. $\text{Be}^9(\text{d},\text{n}\gamma)\text{B}^{10}$, $\text{B}^{10}(\text{d},\text{n}\gamma)\text{C}^{11}$, $\text{B}^{11}(\text{d},\text{n}\gamma)\text{C}^{12}$ und $\text{F}^{19}(\text{d},\text{n}\gamma)\text{Ne}^{20}$. Dabei erwies sich die Reaktion $\text{Be}^9(\text{d},\text{n}\gamma)\text{B}^{10}$ aus experimentellen Gründen (relativ großer Wirkungsquerschnitt, Monitorlinie, Targetherstellung) als besonders günstig.

III, 21 Untergrund und Ansprechwahrscheinlichkeit

Zu Beginn der Experimente hofften wir mit den beiden linearen Seitenkanälen S_g und S_n auszukommen. Es zeigte sich jedoch sehr bald, daß bei einer halbwegs tragbaren Koinzidenzzählrate (≈ 30 Impulse pro Min.) der Untergrund im Neutronenspektrum zu hoch war, um mit dieser Anordnung Winkelkorrelationen messen zu können.

Deswegen bauten wir zunächst in den TPC eine Reihenfolgediskriminierung und dann in den Neutronenkanal eine Neutron-Gamma-Diskriminierung ein. Die größte Verbesserung brachte die Reihenfolgediskriminierung; mit ihr konnte der Untergrund im Neutronenspektrum unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen um etwa 50 % vermindert werden. Die Auswirkung der Neutron-Gamma-Diskriminierung war geringer und hing, nicht unerwartet, merkbar von der untersuchten Reaktion ab; bei $\text{Be}^9(\text{d},\text{n}\gamma)\text{B}^{10}$ wurde etwa 20 %, bei $\text{F}^{19}(\text{d},\text{n}\gamma)\text{Ne}^{20}$ etwas mehr vom Gesamtuntergrund des Neutronenspektrums unterdrückt.

Die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers in Funktion der Neutronenenergie hängt in recht komplexer Weise von einer Reihe von apparativen Konstanten ab. Da wir nur eine genauere Kenntnis der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit benötigten, und diese auch nur für den Auswertung der gemessenen Winkelverteilungen, verzichteten wir darauf, die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit zu bestimmen.

Zur Korrektur der gemessenen Winkelverteilungen genügt es, die Zählrate des Energieseitenkanals S_n bei der betreffenden Schwelle in Abhängigkeit von verschiedenen Neutronenenergien

aufzunehmen. Für die Reaktion $\text{Be}^9(d,n\gamma)\text{B}^{10}$ wurde mit den Reaktionen $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ ($E_n = 1,0$ bis $4,0$ MeV) und $\text{D}(d,n)\text{He}^3$ ($E_n = 4,0$ bis $8,0$ MeV) geeicht.

III, 22 Energieauflösung

Ein Neutron mit der Energie E (MeV) benötigt im nichtrelativistischen Fall die Zeit

$$t = \frac{72,3 \cdot l_n}{\sqrt{E}} \quad (\text{ns}) \quad (16)$$

Nanosekunden, um die Strecke von l_n (m) zurückzulegen. Hieraus ergibt sich für die prozentuale Energieauflösung die Beziehung

$$100 \frac{\Delta E}{E} = \frac{2,77 \cdot \Delta t \cdot \sqrt{E}}{l_n} \quad (\%) \quad (17)$$

Die Ursachen für die endliche Zeitauflösung der Apparatur wurden bereits in Abschnitt II, p 13 diskutiert.

Für Neutron-Gamma-Koinzidenzen in $(d,n\gamma)$ -Reaktionen ist die Zeitauflösung im allgemeinen schlechter als für Gamma-Gamma-Koinzidenzen gleicher Energie aus prompten Gamm-Gamma-Kaskaden.

Dies rührt hauptsächlich davon her, daß die Lumineszenz organischer Szintillatoren für Neutronen (Rückstoßprotonen) etwa um den Faktor 3 schwächer ist als für Gammastrahlung gleicher Energie. So steuern z.B. Gammastrahlen von $0,5$ MeV unsere Begrenzerstufen noch gut aus, während dies Neutronen von $0,5$ MeV bei weitem nicht mehr tun.

Die Energiestreuung der eingeschlossenen Teilchen ist gegenüber anderen Fehlern so klein, daß sie in die Energieauflösung für schnelle Neutronen nur unwesentlich eingeht. Dasselbe gilt für die Targetdicke, wenn man sie entsprechend wählt.

Unsere Zeitauflösung für Neutronen von 2 MeV Energie betrug bei Benutzung der Neutron-Gamma-Diskriminierung mit einem 3" x 4" großen flüssigen Szintillator der Type NE 213 im Neutronenkanal und einem 2" x 2" großen Plastiksintillator der Type NE 102 im Gammakanal (2,75 bis 3,5) ns (bei einer Laufstrecke von 1,30 m). Dies entspricht bei $l_n = 1,0$ m einer Energieauflösung von (11 bis 14) %. Ohne Neutron-Gamma-Diskriminierung erhielten wir mit zwei 2" x 2" großen Plastikszintillatoren der Type NE 102 unter sonst gleichen Bedingungen (2,0 bis 2,5) ns. Eine typische Eichkurve für die Reaktion $\text{Be}^9(d, n\gamma)\text{B}^{10}$ (Abb. 14) wird in Abb. 15 wiedergegeben. (Vgl. auch Tabelle II)

Tabelle II Energieauflösung beim $(d, n\gamma)$ -Experiment Abb. 14

k	E_n (MeV)	$E_n^{-1/2}$	$100 (\Delta E_n / E_n) (\%)$
68	6,480	0,393	18,5
61	5,092	0,443	15,5
52	3,691	0,521	13,0
33	2,103	0,690	11,0

Erläuterung: k = Lage der Neutronenlinie im Koinzidenzspektrum (k = Kanal).

$l_n = 1,30$ m.

III, 3 Deutung des Koinzidenzspektrums der Reaktion $\text{Be}^9(d, n\gamma)\text{B}^{10}$

Bei vielen $(x, n\gamma)$ -Reaktionen reicht die Auflösung der heutigen Koinzidenzflugzeitspektrometer nicht aus, um alle Neutronengruppen energetisch zu trennen, die aufgrund der auf andere Weise ermittelten Niveauschemata auftreten könnten. In diesen Fällen ist es dann meist nur auf indirekte Weise möglich, die richtige Zuordnung zwischen den registrierten Neutronengruppen und den Niveaus des Endkerns zu finden.

Bei unseren Messungen an $\text{Be}^9(d, n\gamma)\text{B}^{10}$ betrifft dies insbesondere die Neutronengruppen, welche den um 5 MeV dicht liegenden Zuständen (vgl. Niveauschema Abb. 3) des Endkerns B^{10} entsprechen.

Schießt man z.B. mit Deuteronen einer Energie von 3,3 MeV auf Be^9 , so treten in den von uns und anderen gemessenen Spektren von den 9 Neutronengruppen über 1 MeV, die nach der Kinematik der Reaktion (Q -Wert = +4,36 MeV) und dem Niveauschema von B^{10} entstehen könnten, nur vier dieser Gruppen auf (vgl. Abb. 14).

Die drei Neutronengruppen mit den höheren Energien lassen sich verhältnismäßig leicht zuordnen. Es kann jedoch nicht von vornherein ausgeschlossen werden, daß die Neutronengruppe mit der niedrigsten Energie aus unaufgelösten Teilgruppen zusammengesetzt ist. Wir behaupten, daß diese nur aus $N(5,17)$ besteht ¹⁾.

Im einzelnen können folgende Argumente und Experimente angeführt werden, um die Situation zu klären:

Von den ursprünglich 9 Neutronengruppen kann $N(0)$ sofort gestrichen werden, da Grundniveaus keine Gammastrahlung emittieren. $N(1,74)$ kann höchstens ganz schwach auftreten; aus Flugzeitmessungen mit gepulstem Strahl ($\text{Co } 62$) kann nämlich entnommen werden, daß $N(1,74)$ neben $N(2,15)$ nur wenig angeregt wird. $N(5,58)$ entfällt, da im Gammaskpektrum von B^{10} keine entsprechenden Gammalinien beobachtet wurden (Aj 59). Somit bleiben nach diesen Überlegungen als kritische Gruppen $N(4,77)$, $N(5,11)$ und $N(5,17)$ übrig. Die Gruppen $N(5,11)$ und $N(5,17)$ sind mit der Methode des assoziierten Teilchens nicht sicher zu trennen, wohl aber $N(5,11) + N(5,17)$ und $N(4,77)$, wie Garg gezeigt hat (Gar 62). Er konnte nämlich über eine Vergleichsmessung mit der Reaktion $\text{Be}^9(\alpha, n\gamma)\text{C}^{12}$ die Energie der Doppelgruppe $N(5,11) + N(5,17)$ so genau bestimmen, daß ein Anteil von $N(4,77)$ an dieser Doppelgruppe nahezu auszuschließen ist.

¹⁾ Wir bezeichnen mit $N(E_x)$ die dem Niveau E_x des Restkerns zugeordnete Neutronengruppe, E_x in MeV.

Um schließlich etwas Aufschluß über die Natur der Doppelgruppe $N(5,11) + N(5,17)$ zu erhalten, nahmen Garg et al. das Gammaskpektrum von B^{10} in Koinzidenz mit dieser Neutronengruppe auf. Da sie aber in diesem Gammaskpektrum keine Linien fanden, die von den 4,77 und 5,11 MeV Niveaus des B^{10} stammen konnten, ordneten sie die fragliche Neutronengruppe allein dem 5,17 MeV Niveau des B^{10} zu.

Man kann für diese Zuordnung, welche für die von uns gemessenen Winkelkorrelationen wesentlich ist, noch ein weiteres Argument geltend machen. Dazu braucht man nur die betreffenden Winkelverteilungen zu vergleichen, welche von der Hamburger Gruppe bei $E_d = 2,5$ MeV mit gepulstem Strahl und von Garg sowie uns bei $E_d = 3,3$ MeV mit kontinuierlichem Strahl gemessen worden sind. Die Hamburger Gruppe, welche $N(5,11)$ und $N(5,17)$ mit einer Laufstrecke von ca 5 m trennen konnte, ermittelte für die Winkelverteilungen von $N(5,11)$ und $N(5,17)$ bei vernünftigen Wechselwirkungsradien l_p -Werte von 0 und 1, d.h. negative und positive Parität für die 5,11 und 5,17 Niveaus von B^{10} (Gu 62)¹⁾. Garg und wir bekamen für die Winkelverteilung der fraglichen Neutronengruppe $l_p = 1$. Also kann die mit der Methode des assoziierten Gammaquants erhaltene Neutronengruppe nur einen vernachlässigbaren Beitrag von $N(5,11)$ enthalten.

III, 4 Messungen von Winkelkorrelationen mit verschiedenen Szintillatoren

Für die meisten Fragestellungen bei (d,ny) -Reaktionen genügt die Zeitauflösung nicht, welche man heute mit einem $NaJ(Tl)$ -Kristall im Startkanal erreicht, obwohl dieser der besseren Energieselektion wegen erwünscht wäre. Deswegen untersuchten wir an einer geeigneten Winkelkorrelation, welche Probleme außer der Energieselektion sich ergeben, wenn man im Gammadetektor den $NaJ(Tl)$ -Kristall durch einen Plastiksintillator ersetzt.

¹⁾ Private Mitteilung.

Als Objekt wählten wir hierzu eine von Garg et al. (Gar 62) mit einem NaJ(Tl)-Kristall an $\text{Be}^9(\text{d}, \text{n}\gamma)\text{B}^{10}$ gemessene Winkelkorrelation, bei der man zur Energieselektion im S_{g} -Kanal mit einer Integralschwelle auskommt. Die Schwelle wurde wie dort bei einer Energie von etwas über 2,15 MeV gelegt. Die weiteren Einzelheiten entnehme man aus Abb. 16, in der eine typische Serie von Koinzidenzspektren gezeigt wird. Die Störung welche zwischen den beiden Koinzidenzlinien der Neutronengruppen $\text{N}(3,58)$ und $\text{N}(5,17)$ bei $\phi_{\text{d}\gamma} = 55^\circ$ angedeutet und bei $\phi_{\text{d}\gamma} = 35^\circ$ voll ausgeprägt ist, fanden wir in allen Meßreihen.

Wie schon eine grobe Abschätzung zeigt, kann sie von Neutronen verursacht werden, die von den Wasserstoffatomen des Gammadetektors in den Neutronendetektor gestreut werden. Als wichtigste Faktoren gehen dabei neben der Kinematik der Reaktion und der Geometrie die Lage der Energieschwelle im S_{g} -Kanal für Gammastrahlung ($\approx 2,2$ MeV nach unserem Experiment) und Neutronen ($\approx 3 \times 2,2$ MeV nach den Eigenschaften des NE 102, vgl. Abb. 4) ein. Mit den oben genannten Zahlen werden bei $\phi_{\text{d}\gamma} = 90^\circ$ noch alle Startsignale der Neutronen im Gammadetektor unterdrückt, bei $\phi_{\text{d}\gamma} = 35^\circ$ dagegen nicht mehr; die Störung im Koinzidenzspektrum wird hauptsächlich von den elastisch gestreuten Neutronen der Gruppen $\text{N}(0)$ und $\text{N}(0,72)$ verursacht.

Um die gestörten Spektren für Winkelkorrelationen auswerten zu können, müßte eine genauere Rechnung gemacht werden. Diese ist aber selbst unter den einfachsten Annahmen recht mühsam, da der Gammadetektor das Target unter einem relativ großen Öffnungswinkel ($2 \alpha_{\gamma} = 65^\circ$) sieht.

Wir versuchten daher, die Spektren auf elektronischem Wege zu korrigieren. Baut man nämlich in den Gammakanal eine Impulsformdiskriminierung ein, so kann man mit ihr den größten Teil der Neutronenimpulse unterdrücken, wenn man sie "umgekehrt" als im Neutronenkanal betreibt. Wie Abb. 17 zeigt, vermag man mit dieser Anordnung tatsächlich die elastisch gestreuten Neutronen aus den Koinzidenzspektren zu eliminieren.

Damit ist nicht nur eine Methode gewonnen, um die Störung zu beseitigen, sondern auch die obige Annahme experimentell bestätigt. Da wir für die Diskriminierung ebenfalls die Owen'sche Methode benutzten, nahm wie erwartet (vgl. Abb. 17) die Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers erheblich ab. Für praktische Anwendungen müßte man deshalb die Owen'sche Methode durch ein Verfahren mit geringerer Totzeit ersetzen. Die in Abb. 17 dargestellten Ergebnisse demonstrieren nur das Meßprinzip; wir haben uns dabei nicht bemüht, alle Parameter zu optimieren. Insbesondere könnte noch die Zeitauflösung verbessert werden.

Mit organischen Szintillatoren lassen sich also nur dann Winkelkorrelationen messen, wenn entweder die Deuteroneneinschüßenergie so niedrig liegt, daß gegen elastisch gestreute Neutronen im S_g -Kanal ^{form} diskriminiert werden kann, oder wenn mit Hilfe einer Impulsdiskriminierung die Neutronenimpulse im Gammakanal unterdrückt werden. Letzteres ist bis auf wenige Prozent möglich. Eine rechnerische Zerlegung der gestörten Spektren ist sehr aufwendig. Überdies ist sie wegen der schlechten Statistik bei den Korrelationsexperimenten meist auch nicht sinnvoll. In allen derartigen Zerlegungen sind nämlich die Fehler der Intensitäten der gesuchten Linien im Verhältnis zu denen der anderen unbekannten Parameter am größten (Rao 48).

IV Winkelkorrelationsexperimente

IV, 11 Zur Auswahl der Winkelkorrelationen

Nach den Arbeiten von Huby, Satchler und anderen (Hu 58, SaTo 60) sind die Vorhersagen der DWBA-Theorie für solche (d, n_γ) -Winkelkorrelationen am einfachsten, bei denen das Proton mit einem Bahndrehimpuls $l_p = 1$ eingefangen wird.

Für diesen Fall ergeben sich u.a. folgende Unterschiede zwischen der Butler- und DWBA-Theorie (vgl. Abschnitt I, 23):

- 1.) In der DWBA-Theorie ist die Anisotropie der Winkelkorrelation in der Reaktionsebene um den Faktor λ schwächer als bei der Butler-Theorie. Der Parameter λ ist auf $0 \leq \lambda \leq 1$ beschränkt.
- 2.) Die Symmetrieachse der Winkelkorrelation in der Reaktionsebene, welche in der Butler-Theorie mit der klassischen Rückstoßachse zusammenfällt, wird verschoben.
- 3.) Die Winkelkorrelation um die Rückstoßachse des Restkerns als Normale ist in der DWBA-Theorie nicht notwendig isotrop. Selbst die Winkelkorrelation um die neue Symmetrieachse braucht nicht isotrop zu sein.
- 4.) In der DWBA-Theorie kann im Gegensatz zur Butler-Theorie die Polarisierung des unter dem Winkel ϕ_{dn} emittierten Neutrons einen von Null verschiedenen Wert annehmen.

Die Effekte 1.) bis 3.) können allein mit Winkelkorrelations-experimenten überprüft werden. Für den Effekt 4.) muß außerdem die Polarisierung der Neutronen gemessen werden. Dies ist jedoch experimentell so schwierig, daß hierzu kaum Messungen vorliegen.

Sowohl Effekt 2.) als auch Effekt 3.) eignen sich dazu, Theorie und Experiment qualitativ zu vergleichen.

Die Verschiebung der Symmetrieachse bei Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene (Effekt 2) wurde von der Manchestergruppe an der Reaktion $B^{11}(d,n\gamma)C^{12}$ beobachtet (Gar 60). Es ergab sich, daß der Winkel ϕ_0 der Symmetrieachse vor allem vom Winkel ϕ_{dn} zwischen der Achse des Neutronendetektors und der Richtung des Deuteronenstrahls abhängt.

Soweit uns bekannt, wurden jedoch Richtungskorrelationen senkrecht zur Rückstoßachse des Restkerns (Effekt 3) nur bei $(d,p\gamma)$ -Reaktionen gemessen (Ta 59 und neuerdings Za 64).

Um die Aussagen der DWBA-Theorie quantitativ zu prüfen, müssen die Parameter $\lambda(\phi_{dn})$ und $\phi_0(\phi_{dn})$ für eine größere Anzahl von Winkeln aus dem Experiment ermittelt werden.

Während sich für einen vorgegebenen Winkel ϕ_{dn} der Parameter ϕ_0 allein aus der Winkelkorrelation in der Reaktionsebene bestimmen läßt, müssen für den Parameter λ je eine Winkelkorrelation in der Reaktionsebene und senkrecht zur Reaktionsebene gemessen werden.

Wählt man für die Winkelkorrelation senkrecht zur Reaktionsebene ein Normale ¹⁾, die mit der Symmetrieachse ϕ_0 einen Winkel $\Delta\phi = \phi - \phi_0$ bildet, so lautet diese nach Gl.9, p 9

$$W(\theta, \Delta\phi + \phi_0 + \pi/2) = 1 + \beta' \cos^2 \theta \quad (18)$$

$$\text{mit } \beta' = \frac{3 A_2^0 (1+\lambda c)}{2 - A_2^0 (1+3\lambda c)}, \quad c = -\cos 2\Delta\phi.$$

Zusammen mit Gl. (10), p 9 bekommt man also in diesem allgemeineren Fall für (ϕ_{dn}) den Ausdruck

$$\lambda(\phi_{dn}) = - \frac{\alpha}{2\beta' + c\alpha + \alpha\beta' (1+c)} \quad (19)$$

der sich natürlich für $\Delta\phi = 0$ ($c = -1$) auf Gl. (12) reduziert. Man beachte, daß hier im Gegensatz zu Abschnitt (I, 23) die Größen ϕ_0 und λ auf das Laborsystem bezogen werden.

Wenn man das Kopplungsschema des betreffenden Niveaus des Endkerns kennt, kann man für einen vorgegebenen Winkel ϕ_{dn} den Parameter λ aus einer einzigen Winkelkorrelation ermitteln.

¹⁾ Wir benutzen im Laborsystem ein rechtshändiges Koordinatensystem, bei dem die z-Achse senkrecht auf der Reaktionsebene steht und die x-Achse mit der Richtung des Deuteronenstrahls zusammenfällt.

In diesem Falle läßt sich nämlich $A_2^0 = -1/2 g_2$ aus Gl. (6), p 8 und damit λ entweder aus Gl. (10) oder (11) berechnen.

Auf diese Weise bestimmte die Manchestergruppe (Gar 60) bei der Reaktion $B^{11}(d,n\gamma)C^{12}$ die Abhängigkeit des Parameters λ vom Winkel ϕ_{dn} . Ein quantitativer Vergleich zwischen diesen Messungen und der Theorie ist noch nicht möglich, da bis jetzt nur für einige $(d,p\gamma)$ -Winkelkorrelationen mit $l_n = 1$ numerische Rechnungen vorliegen (SaTo 60).

die
Für Experimente im Rahmen dieser Arbeit erschien es uns zu aufwendig, den Parameter λ für eine größere Anzahl von Winkeln zu bestimmen. Dies umso mehr, als bis jetzt der Parameter λ als Funktion von ϕ_{dn} für keine $(d,n\gamma)$ -Winkelkorrelation berechnet wurde.

Deshalb begnügten wir uns im wesentlichen damit, bei zwei Winkeleinstellungen ϕ_{dn} die Ungleichung $0 \leq \lambda \leq 1$ zu kontrollieren.

Als Reaktion wählten wir $Be^9(d,n\gamma)B^{10}$, als Niveaus des Restkerns B^{10} $E_x = 3,58$ und $E_x = 5,17$ MeV, da die Neutronengruppen $N(3,58)$ und $N(5,17)$ auch mit NaJ(Tl) als Szintillator im Gammadetektor mit unserer Apparatur gut aufgelöst werden.

Wie aus früheren Experimenten bekannt ist (Ga 62, Co 62), gilt für die Winkelverteilungen der Neutronengruppen $N(3,58)$ und $N(5,17)$ $l_p = 1$. Somit liegt für diese Niveaus der oben angeführte Spezialfall vor. Um die Zuordnung $l_p = 1$ nachzuprüfen, haben wir mit der $(d,n\gamma)$ -Methode die Winkelverteilungen gemessen. Bei den Einschußenergien $E_d = 3,3$ und $4,4$ MeV bekamen wir sowohl für die Neutronengruppe $N(3,58)$ als auch für die Neutronengruppe $N(5,17)$ bei $\phi_{dn} = -25^\circ$ (Laborsystem) maximale Intensität. Deswegen stellten wir bei der einen Serie von Winkelkorrelationsexperimenten den Neutronendetektor unter diesem Winkel auf. Für die zweite Serie wählten wir den Winkel $\phi_{dn} = 0$. Diese Richtung ist insofern ausgezeichnet, als für sie die Rückstoßachsen für beide Neutronengruppen $N(3,58)$ und $N(5,17)$ zusammenfallen.

Für die Winkelkorrelationen in Ebenen senkrecht zur Reaktionsebene nahmen wir meistens die Achse des Neutronendetektors als Normale, damit die störenden Streuer (Drehschlitten, usw.) bei allen Meßpunkten etwa gleichartig waren.

Da das Gammaspektrum des B^{40} komplex ist und von den Niveaus $E_x = 3,58$ und $5,17$ mehrere Gammaübergänge ausgehen, hängen die beobachteten Winkelkorrelationen sehr davon ab, wie man im Seitenkanal S_g die Energieschwelle liegt. Im einzelnen wird darüber im folgenden Abschnitt berichtet.

IV, 12 Zu den Winkelkorrelationen der Reaktion $Be^9(d,n_\gamma)B^{10}$

Der Kern B^{10}_3 hat nach dem Schalenmodell im Grundzustand und den ersten vier angeregten Zuständen die Konfiguration $(\pi 1p3/2)^3$; $(\nu 1p3/2)^3$. Infolgedessen sind intermediäre Kopplung (Ku 56) und damit Winkelkorrelationen zu erwarten, die nicht ohne weiteres berechnet werden können (vgl. Gl. (6), p 8). Das Gammaspektrum des Kerns B^{10} (Abb. 3) wurde von mehreren Autoren sowohl experimentell als auch theoretisch studiert (Aj 59).

Wie bereits angeführt, wählten wir die Niveaus $E_x = 3,58$ und $5,17$ MeV zum Gegenstand unserer Untersuchungen. Die Gamma-schwelle wurde so gelegt, daß gleichzeitig Winkelkorrelationen von beiden Niveaus gemessen werden konnten.

Beim $3,58$ MeV-Niveau ließen wir die Superposition zweier verschiedenartiger, beim $5,17$ MeV-Niveau dagegen nur die Superposition zweier gleichartiger Winkelkorrelationen zu. Dies hatte folgende Gründe:

- 1.) Die Winkelkorrelationen des $3,58$ MeV - Niveaus sollten, wenn möglich, sowohl bei Messungen in als auch senkrecht zur Reaktionsebene zur Normierung der Winkelkorrelationen des $5,17$ MeV - Niveaus dienen. Deswegen war hier eine isotrope Gesamtwinkelkorrelation erwünscht.

- 2.) Mit den Winkelkorrelationen parallel und senkrecht zur Reaktionsebene des 5,17 MeV - Niveaus sollte der Parameter λ bestimmt werden.
- 3.) Mit dieser Auswahl konnten die von uns in der Reaktionsebene gemessenen Winkelkorrelationen mit denen der Manchestergruppe (Gar 62) verglichen werden.

Die Winkelkorrelation¹⁾ in der Reaktionsebene des 3,58 MeV-Niveaus sind bei einer Gammaschwelle von 2,3 MeV nach den Messungen der Manchestergruppe isotrop. Damit müssen aber nicht notwendig auch die Winkelkorrelationen senkrecht zur Reaktionsebene isotrop sein. Deswegen haben wir in allen Fällen, in denen wir mit dieser Winkelkorrelation normiert haben, nachgeprüft, ob dies innerhalb unserer Fehlergrenzen zutrifft.

An sich wäre es für den Vergleich mit der Theorie günstiger, den Parameter λ des 5,17 MeV-Niveaus nicht für zwei, sondern nur für einen Gammaübergang zu bestimmen. Aus Gründen der Intensität haben wir aber ein λ für zwei Übergänge gemessen.

Das 3,58 MeV - Niveau

Bei der gewählten Gammaschwelle von etwas über 2,15 MeV werden von den drei möglichen nur noch die Übergänge $3,58 (2^+, 0)^{1)} \rightarrow 0(3^+, 0)$ und $3,58 (2^+, 0) \rightarrow 0,72(1^+, 0)$ registriert. Nach den Auswahlregeln für Gammaübergänge (Drehimpuls und Parität) und den Übergangswahrscheinlichkeiten für elektrische und magnetische Multipolstrahlung können in beiden Fällen praktisch nur M1 und E2 Übergänge vorkommen. Mehr Aufschluß gibt eine Rechnung von D. Kurath (Ku 57). Er findet für den Übergang zum Grundzustand M1 + (10 - 20) % E2 und den Übergang zum ersten angeregten Zustand 100 % M1. Allerdings wird das experimentell bestimmte Intensitätsverhältnis dieser beiden Übergänge 2:6 von seiner Rechnung schlecht wiedergegeben.

Somit ist die unter diesen Bedingungen gemessene Korrelation eine Superposition zweier verschiedenartiger Funktionen des Typs Gl. (9), p 9 (siehe auch Gl. (6), p 8). Der E2-Anteil kann vernachlässigt werden. Die Gewichtungsfaktoren bestimmen sich aus dem Verzweigungsverhältnis 2:6 und den Ansprechwahr-

¹⁾ Kurzbezeichnung für $E_e(I_e^{\pi}, T)$, $e = \text{excited}$.

scheinlichkeiten des Detektors für die beiden Gammaenergien 3,58 und 2,87 MeV. Die Gesamtwinkelkorrelation kann dann isotrop sein, wenn man reine jj -Kopplung ausschließt.

Das 5,17 MeV - Niveau

Gemäß dem Zerfallsschema und der Rechnung von Kurath (Ku 57) handelt es sich hier um die drei M1-Übergänge $5,17 (2^+, 1) \rightarrow 0 (3^+, 0)$, $5,17 (2^+, 1) \rightarrow 0,72 (1^+, 0)$ und $5,17 (2^+, 1) \rightarrow 2,15 (1^+, 0)$. Unter denselben Bedingungen wie im vorhergehenden Abschnitt werden alle drei beobachtet, da die entsprechenden Gammaenergien von 5,17; 4,45 und 3,02 MeV über der Schwelle des Seitenkanals S_g liegen. Berücksichtigt man die Intensitätsverhältnisse 7:29:64 der drei Übergänge (Aj 59) und die niederere Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ(Tl)-Kristalls für die höherenergetischen Gammastrahlen, so besteht die gemessene Gesamtkorrelation bis auf wenige Prozent aus einer Superposition der Korrelationen der Übergänge $5,17 (2^+, 1) \rightarrow 0,72 (1^+, 0)$; $\rightarrow 2,15 (1^+, 0)$.

IV, 2 Korrekturen zu den gemessenen Winkelkorrelationen

IV, 21 Die Anisotropien der Apparatur

Sowohl bei den Winkelkorrelationen in als auch insbesondere senkrecht zur Reaktionsebene war es nicht möglich, die Anisotropien der Apparatur völlig zu beseitigen.

Folgende Umstände bereiteten Schwierigkeiten:

- a) die Justierung des Deuteronenstrahls und des Drehschlittens;
- b) eine gewisse Abhängigkeit der Impulshöhen des Targetfotovervielfachers von dessen räumlicher Lage.

Der Abstand des Brennflecks des Targets vom Gammadetektor ließ sich im allgemeinen nicht besser als auf ± 2 mm bei einer Länge von 40 mm bestimmen. Die größte Teil des Fehlers rührte von der Ausdehnung und der Lage des Brennflecks her.

Die Koinzidenzzählrate konnte unter gewissen Vorsichtsmaßnahmen auf größere Längenabweichungen über die Beziehung

$$N_{Ko} \sim N_g \cdot N_n \cdot \Delta\Omega_g \cdot \Delta\Omega_n$$

korrigiert werden. (N_{Ko} = Koinzidenzzählrate; N_g , N_n = Einzelsählraten in den Seitenkanälen S_g ; S_n ; $\Delta\Omega_g$, $\Delta\Omega_n$ Raumwinkel). Dazu mußte bei jedem Meßstörn ein neues Target benutzt und dieses nach der Messung so vorsichtig abgenommen werden, daß die Lage des Brennflecks zum Gammadetektor bei allen Winkeleinstellungen rekonstruiert werden konnte. Auf diese Weise war es möglich den Abstand auf etwa $\pm 0,75$ mm zu ermitteln.

Im Gegensatz zum "Waagrecht"-Drehschlitten für die Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene mußte der "Senkrecht"-Drehschlitten für die Winkelkorrelationen normal zu Achsen in der Reaktionsebene während einer Meßreihe öfters nachjustiert werden. Da wir in möglichst offener Geometrie arbeiten wollten, ersetzten wir die ursprüngliche Konstruktion nicht durch eine massivere und nahmen die damit verbundene Unbequemlichkeit hin.

Wesentlich unangenehmer war, daß die Impulshöhen der benutzten 56 AVP-Fotovervielfacher je nach Exemplar mehr oder weniger von deren räumlicher Lage abhingen. Bei sorgfältiger magnetischer und elektrischer Abschirmung betrugen die größten Schwankungen des linearen Signals in der Reaktionsebene mit Mittel $\pm 2,5$ % und in Ebenen senkrecht dazu $\pm 5,0$ % (Maximum bei $\theta = 180^\circ$ und Minimum bei $\theta = 0^\circ$, Koordinatensystem wie in Abb. 1). Testmessungen mit einem Co^{60} -Präparat ergaben, daß dieser Effekt die Zählrate in der Zeitmeßstufe nur über den Gammaseitenkanal beeinflusst. Es genügt daher bei den $(d,n\gamma)$ -Winkelkorrelationsexperimenten, die Energieschwelle des Gamma Kanals S_g für die kritischen Winkel nachzustellen.

Wegen dieser Gegebenheit hielten wir es nicht für sinnvoll, die Geometrie der Anordnung mit einer isotropen Gamma-Winkelverteilung - geeignet wäre z.B. die 3,56 MeV Gammastrahlung der Reaktion $Be^9(p,\alpha\gamma)Li^6$ (GaCh) - zwischen den einzelnen Meßpunkten zu überprüfen bzw. zu verbessern. Eine derartige Prozedur dauert selbst bei den großen Meßzeiten für eine (n,γ) -Winkelkorrelation viel zu lange.

Glücklicherweise gibt es Reaktionen, wie auch die in dieser Arbeit untersuchte, bei denen man auf andere Weise die rein geometrische Anisotropie der Apparatur auskorrigieren kann.

Befindet sich unter den Koinzidenzlinien der Reaktion eine, deren Winkelkorrelation mit einiger Sicherheit isotrop ist, kann diese als Monitorlinie herangezogen werden. Dies war mithin ein Grund, warum wir die 5,17 MeV (anisotrop) und 3,58 MeV (isotrop) - Niveaus untersucht haben. Allerdings muß man bei dieser Technik wegen der schlechten Statistik der Korrelationsexperimente einen etwas größeren Fehler in Kauf nehmen.

Für die "elektronische" Anisotropie der Fotovervielfacher nutzt die Monitorlinie nichts. Diese kann nur über die Energieschwellen der Seitenkanäle kompensiert werden.

Die "elektronische" Anisotropie hat, verglichen mit den meisten anderen Störeffekten die Besonderheit, daß sie auch bei isotropen Winkelkorrelationen eine Anisotropie vertauschen kann. Im allgemeinen tendieren die Störeffekte dazu, die vorhandenen Anisotropien abzuschwächen.

IV, 22 Einfluß der endlichen Sichtwinkel der Detektoren auf die Winkelkorrelation

Berücksichtigt man in den Winkelkorrelationsfunktionen des Abschnitts I, 23 die endlichen Sichtwinkel 2α der Detektoren, so treten nach M.E. Rose, (Ro 53) anstelle der Funktionen

$W(\delta) = \sum_q A_q P_q(\cos\delta)$ die Ausdrücke

$$\bar{W}(\delta) = \sum_{q=0}^m Q_q A_q P_q(\cos\delta)$$

mit den Abschwächungskoeffizienten $Q_q < 1$, für $q > 0$ ($Q_0 = 1$, per def.). Die endlichen Sichtwinkel der Detektoren verwischen also die Anisotropie einer Winkelkorrelation.

Bei der sonstigen Ungenauigkeit unserer Korrelationsexperimente genügte es, nur den Sichtwinkel des Gammadetektors zu berücksichtigen. In den in Tabelle III angeführten Experimenten betrugen die Sichtwinkel für Gamma- bzw. Neutronendetektor $2\alpha_Y \sim 65^\circ$ bzw. $2\alpha_n \sim 3,5^\circ$. Schätzt man den Koeffizienten Q_2 nach der vereinfachten asymptotischen Formel (Ro 53, Gl. 6)

$$Q_q = \frac{P_{q-1}(\cos\alpha) - \cos\alpha \cdot P_q(\cos\alpha)}{(q+1)(1 - \cos\alpha)}$$

mit einem effektiven Sichtwinkel von 24° ab, so ergibt sich $0,85 < Q_2 < 1,00$. Der Sichtwinkel $2\alpha_Y$ mußte so groß gewählt werden, um eine ausreichende Koinzidenzzählrate zu bekommen.

IV, 23 Statistische Auswertung

Die Neutronenzählraten für die einzelnen Winkeleinstellungen (= Meßpunkte) wurden ermittelt, indem über die Fläche der Koinzidenzlinien integriert und der Untergrund abgezogen wurde. Diese Rohdaten wurden dann mit den Korrekturfaktoren für die geometrische Anisotropie, Schwankungen der Schwellen in den Seitenkanälen und Schwankungen in der Ladung des Targetstrom-Integrators multipliziert.

Der maximale Untergrund betrug bei $E_d = 4,4$ MeV unter äußerlich gleichen experimentellen Bedingungen in günstigen Meßtörsns etwa 15%, in ungünstigen bis zu 30% der Gesamtfläche der Koinzidenzlinien.

Die Sammelzeiten für einen Winkel wurden so unterteilt, daß die Streuungen der Koinzidenzzählraten aus mindestens $n = 4$ Einzelzählraten nach $s = \sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 / \{n(n-1)\}}$ berechnet werden konnte.

Die Koeffizienten A_q (bzw. α, β') wurden nach den Grundsätzen berechnet, wie die etwa in der Monographie von N.P. Klepikov und S.N. Sokolov (KleSo 61) angegeben sind. Das dort beschriebene Programm für eine Regressionsanalyse wurde für die statistische Hypothese $A_q = 0$ für q ungerade und $q_{\max} = 2$

in $W(\delta) = \sum_q A_q P_q(\cos\delta)$, modifiziert. Mit einer Reihe verschiedener Annahmen über die Bewichtung der Koinzidenzzählraten¹⁾ wurde insbesondere die Konsistenz der Daten für die Winkelkorrelationen senkrecht zur Reaktionsebene geprüft. Es wurden die Koeffizienten A_2/A_0 für die untere und ($\theta = +90^\circ$ bis $+270^\circ$) die obere Hälfte des Senkrecht-Dreh-schlittens ($\theta = +270^\circ$ bis $+90^\circ$ im Uhrzeigersinn) mit und ohne Normierung auf die Monitorlinie miteinander verglichen (vgl. Tabelle IV p 54).

Nur etwa ein Drittel des Materials, das vorher als brauchbar betrachtet wurde, hielt diesem Test stand.

Trotzdem können die angegebenen Werte für die Koeffizienten A_q bzw. α und β' noch systematische Fehler enthalten. Um diese auszuschalten, wäre ein weit größeres Material und eine systematische Versuchsplanung nach modernen statistischen Methoden notwendig. (Vgl. hierzu Re 63 für Richtungskorrelationen.)

Die angegebenen Standardabweichungen für die Koeffizienten und insbesondere für den Winkel der Symmetrieachse in der Reaktionsebene sind nur als grobe Abschätzungen zu werten.

Wegen der geringen Zählraten und des numerischen Aufwands wurde nicht versucht, mit statistischen Tests die Signifikanz der Koeffizienten A_q mit q ungerade und $q > 2$ zu untersuchen.

IV, 31 Meßergebnisse

Die bei den Korrelationsmessungen benutzte elektronische Apparatur findet man im Blockschaltbild Abb. 5. Die Geometrie der experimentellen Anordnung ist aus Abb. 1¹⁾ ersichtlich.

Die Einschußenergien der Deuteronen betragen bei allen Experimenten entweder 3,3 oder 4,4 MeV (vgl. Tabelle III), die Strom-

¹⁾ Die Einzelzählraten N der Seitenkanäle wiesen im allgemeinen Streuungen auf, die beträchtlich über N lagen, während für die Koinzidenzzählrate gerade noch Poissonstatistik angenommen werden konnte.

stärken etwa (0,03 bis 0,05) μA . Die verwendeten Beryllium-targets waren etwa (50 bis 100) $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick; die Beryllium-schicht wurde mit Hilfe eines Elektronenstrahls auf eine Tantalunterlage aufgedampft. ¹⁾

Die Neutronen wurden mit einem 3" x 4" großen, flüssigen Szintillator der Type NE 213 ²⁾ nachgewiesen. Als Gammadetektor diente ein 2" x 2" großer NaJ(Tl-Kristall ³⁾. Diese Kombination ergab zwar nicht die bestmögliche Zeitauflösung des Spektrometers, entsprach aber dem bearbeiteten Meßproblem. Die Schwellen lagen im Gammakanal S_g kurz über 2,15 MeV Gammaenergie (Fotopeak) und im Neutronenkanal bei etwa 1,5 MeV Neutronenenergie. Bei dieser Einstellung wurden nur noch die beiden Neutronengruppen N(5,17 und N(3,58) registriert. Während der Messungen wurde im Koinzidenzspektrum an der Intensität der Neutronengruppe N(2,15) geprüft, ob die Gamma-schwelle unter einer Gammaenergie von 2,15 MeV fiel.

Um die beiden Neutronengruppen N(5,17) und N(3,58) genügend gut aufzulösen, mußte der Abstand l_n zwischen Target und der Stirnfläche des Szintillators des Neutronendetektors (110 bis 130) cm gewählt werden. Aus Intensitätsgründen wurde der Gammadetektor so nahe an das Target gebracht, als es die Einzelzählrate erlaubte. Dies war unter den sonst angegebenen Bedingungen ein Abstand $l_g = 4$ cm. Die gesamte Sammelzeit für eine Winkeleinstellung betrug gewöhnlich 4 bis 6 mal 30 Minuten. Jeweils nach 30 Minuten wurden die Monitoren der Seitenkanäle und das bis dahin registrierte Neutronenspektrum kontrolliert und nach 2 mal 30 Minuten die Winkeleinstellung gewechselt. Bei einer Sammelzeit von 30 Minuten erhielten wir im Mittel etwa 1000 Impulse für die integrierte Zählrate des Neutronenspektrums mit den Gruppen N(5,17) und N(3,58).

Sehr langwierig war stets die optimale Justierung der Multi-koinzidenzstufe, mit deren Ausgangssignal der Vielkanaler für das Neutronenspektrum freigesteuert wurde. Ursache hierfür ist die minimale Koinzidenzzählrate von ≈ 35 Impulsen/Min. und die Vielzahl der Seitenkanäle.

¹⁾ Heraeus, Hanau; ²⁾ Nuclear Enterprises; ³⁾ Harshaw.

Tabelle III. Ergebnisse der Winkelkorrelationsmessungen

Nr.	Niveau MeV	E _d MeV	φ _{dn}	φ	θ	+α	+ᾱ	-β'	-β̄'	-ε	Anisotropie
1	3,58	3,3	- 25°	φ	+ 90°	isotrop	-	-	-	0,00	
2	5,17	"	"	"	"	0,28±0,02	0,33±0,03	-	-	0,14	
3	5,17 3,58	"	"	"	"	0,30±0,03	0,35±0,04	-	-	0,15	
4	3,58	3,3	- 25°	+ 65°	θ	-	-	isotrop	-	0,00	
5	5,17	"	"	"	"	-	-	0,27 ±0,02	0,31±0,03	0,18	
6	5,17 3,58	"	"	"	"	-	-	0,30 ±0,03	0,35±0,04	0,21	
7	3,58	4,4	- 25°	+ 65°	θ	-	-	-0,01±0,03	-0,02±0,04	0,01	
8	5,17	"	"	"	"	-	-	0,25 ±0,02 ₅	0,29±0,03	0,17	
9	5,17 3,58	"	"	"	"	-	-	0,25 ₅ ±0,03	0,30±0,04	0,18	
10	3,58	3,3	- 25°	+118°	θ	-	-	isotrop	-	0,00	
11	5,17	"	"	"	"	-	-	0,13 ±0,03	0,15±0,04	0,08	
12	3,58	3,3	0°	+ 90°	θ	-	-	isotrop	-	0,00	
13	5,17	"	"	"	"	-	-	0,03 ₅ ±0,03	0,04±0,04	0,02	

Erläuterungen: z.B. 5,17 MeV heißt 5,17 MeV unnormiert, ^{5,17}_{3,58} MeV heißt 5,17 MeV Niveau normiert auf 3,58 MeV Niveau. Die überstrichenen Koeffizienten sind auf die endliche Winkelauflösung des Gammadetektors korrigiert. Symmetrieachse bei Nr. 2,3: φ₀ = (45 ± 5)°.

In den meisten Meßtörns konnte nicht unter den günstigsten, sondern nur unter den jeweils optimalen Bedingungen gearbeitet werden. Insbesondere war der Untergrund der Neutronenspektren nicht immer reproduzierbar. Es wurden Schwankungen bis zu 100% beobachtet. In einigen Experimenten wurde das Gammaspektrum in Koinzidenz mit dem Neutronenspektrum aufgenommen. Um Verzerrungen auszuschalten, mußte bei sonst gleichen Versuchsbedingungen der Abstand des Gammadetektors auf mindestens $l_g = 10 \text{ cm}$ vergrößert werden.

Eine Gesamtübersicht über die gemessenen Richtungskorrelationen gibt Tabelle III. In den Abb. 19 und 20. sind einige typische Meßkurven wiedergegeben.

IV, 32 Diskussion der Meßergebnisse

Alle für das 3,58 MeV Niveau des Restkerns B^{10} gemessenen Winkelkorrelationen erwiesen sich nach den erforderlichen Korrekturen für die Anisotropie der Apparatur innerhalb der Fehlergrenzen als isotrop.

Deswegen wurde diese Korrelation herangezogen, um die bei ungünstigen Meßtörns erhaltenen Daten für die Winkelkorrelation des 5,17 MeV Niveaus zu normieren.

In Tabelle IV werden die Ergebnisse der statistischen Analyse einer der Winkelkorrelationen für $E_x = 5,17 \text{ MeV}$ mit $E_d = 4,4 \text{ MeV}$, $\phi_{dn} = -25^\circ$ und $\phi = +65^\circ$, θ variabel, angegeben, bei der die Gammaschwellen nicht nachgestellt wurden. Die Unterschiede zwischen den Koeffizienten A_2 für Daten, welche mit dem Gammadetektor in der oberen ($\theta = -90^\circ$ bis $+90^\circ$) bzw. unteren ($\theta = +90^\circ$ bis -90° im Uhrzeigersinn) Hälfte des Drehschlittens aufgenommen wurden, rühren trotz der insignifikanten Fehler von den im Abschnitt IV, 21 besprochenen Anisotropien der Apparatur her. Dies ergab die Analyse eines größeren Datenmaterials und eine Überprüfung der Apparatur. Wo nötig, wurde dieser systematische Fehler in der Tabelle III mit den Gesamtergebnissen berücksichtigt.

Tabelle IV

$E_x = 5,17 \text{ MeV (unnormiert)}$	A_2^* / A_0^*
obere Hälfte	$0,19 \pm 0,03$
untere Hälfte	$0,21 \pm 0,02$
$E_x = \frac{5,17}{3,58} \text{ MeV (normiert)}$	
obere Hälfte	$0,16 \pm 0,06$
untere Hälfte	$0,20 \pm 0,04$

Erläuterungen: Die Koeffizienten A_2^* / A_0^* sind auf ein Koordinatensystem bezogen (*), das gegenüber dem sonst benutzten (Abb. 1) um 90° um die x-Achse gedreht ist. Alle Daten sind ohne Korrektur für den endlichen Öffnungswinkel des Gammadetektors.

Für die in der Reaktionsebene bei $E_d = 3,3 \text{ MeV}$ gemessene Richtungskorrelation des $5,17 \text{ MeV}$ Niveaus erhielten wir innerhalb der Fehlergrenzen dieselbe Symmetrieachse ($\phi_0 = 45^\circ \pm 5^\circ$) wie die Manchestergruppe (Gar 62), die ohne Neutron-Gammadiskriminierung im Neutronenkanal arbeitete. Der Wert unseres Koeffizienten $\bar{A}_2 = 0,21 \pm 0,03$ ($\bar{\alpha} = 0,35 \pm 0,04$) ist jedoch bei gleichem prozentualen Fehler nur etwa halb so groß. Einen Grund für diese Diskrepanz konnten wir nicht finden.

Die Winkelkorrelationen senkrecht zur Rückstoßachse des $5,17 \text{ MeV}$ Niveaus des B^{10} , welche von uns erstmalig gemessen worden sind (Bedingungen siehe p 46), sind vom Winkel ϕ_{dn} des Neutronendetektors abhängig. Für den $\phi_{dn} = 0^\circ$ bekamen wir bei $E_d = 3,3 \text{ MeV}$ in Übereinstimmung mit der Butlertheorie eine isotrope Winkelkorrelation; für $\phi_{dn} = -25^\circ$ im Gegensatz hierzu eine schwach anisotrope Winkelkorrelation mit $\beta' = -0,15 \pm 0,04$ ¹⁾.

Nach der DWBA-Theorie (vgl. p 9 und p 42) sollten die Koeffizienten α und β (bzw. β') anisotroper Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene und senkrecht zur Reaktionsebene entgegengesetzte Vorzeichen haben. Wie man aus der Tabelle III, p 52

¹⁾ Überstrichene Koeffizienten sind auf den endlichen Sichtwinkel des Gammadetektors korrigiert.

entnimmt, trifft dies für alle gemessenen Winkelkorrelationen des 5,17 MeV Niveaus zu. (Siehe insbesondere Nr. 2 und Nr. 5 bzw. Nr. 2 und Nr. 11 in Tabelle III.)

Für den Parameter λ des 5,17 MeV Niveaus (Gammaübergänge 5,17 $\rightarrow$ 0,72 + 5,17 $\rightarrow$ 2,15 MeV) erhielten wir bei $E_d = 3,3$ MeV und $\phi_{dn} = -25^\circ$ (Winkelkorrelationen Nr. 3 und Nr. 5 in Tabelle III)

$$\lambda(-25^\circ) = +0,40 \pm 0,05 \quad (\text{Laborsystem}).$$

Dieser Wert ist mit der Ungleichung $0 \leq \lambda \leq 1$ der Theorie von Satchler und Tobocman (SaTo 60) verträglich.

Die weiteren Parameter λ des Niveaus 5,17 MeV, die aus unseren Messungen errechnet werden können, sind mit so großen Fehlern behaftet, daß sie nicht zur Prüfung der DWBA-Theorie herangezogen werden können.

Dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main, Herrn Prof. Dr. E. Schopper, danke ich für die Förderung dieser Arbeit.

Sehr anregend für mich war ein einmonatiger Aufenthalt im Jahre 1962 am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, das unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. W. Jentschke steht. Ich erhielt dort von den Herren Dr. J. Christiansen, Dr. R.H. Siemssen und Mitarbeitern einige wertvolle Verbesserungsvorschläge für unsere NanosekundenElektronik. Vor allem Herrn Dr. J. Christiansen bin ich für die freundliche Aufnahme verbunden.

Besonders herzlich möchte ich meinen unmittelbaren Mitarbeitern am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main danken. So den Herren Ingenieuren W. Kessel und insbesondere G. Heinen, die mich beim Aufbau und der Entwicklung der NanosekundenElektronik unterstützten; Herrn Ing. Meinel und Herrn Meister Rackwitz, welche die Drehschlitten konstruierten und bauten; Herrn can. phys. E. Dietz, der mir bei den langwierigen Experimenten am Beschleuniger half, und allen, die den 5,5 MeV Beschleuniger für mich fuhren.

Herrn Dr. habil. W. Schütze bin ich für seine Hinweise zur Herstellung von F^{19} -Targets zu Dank verpflichtet.

Herrn Dr. habil. N. Fiebiger danke ich für Diskussionen über das Experiment, Herrn Dr. G. Mauck für Diskussionen über die Theorie.

Die Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für Wissenschaftliche Forschung unterstützt.

Literaturverzeichnis

A) Zeitschriften:

Aj	59	F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritsen, Nucl. Phys. <u>11</u> (1959)
As	63	O. Aspelund, Nucl. Instr. and Meth. <u>23</u> (1963), p 1
Ba	60	R. Batchelor et al., Nucl. Instr. and Meth. <u>8</u> (1960), p 146
Be	63	G. Bellettini et al., Nucl. Instr. and Meth. <u>21</u> (1963), p 106
Bh	52	A.B. Bhatia et al. Phil. Mag. <u>43</u> (1952), p 485
BiRo	53	L.C. Biedenharn und M.E. Rose, Revs. Mod. Phys. <u>25</u> (1953), p 729
Bro	59	F.D. Brooks, Nucl. Instr. and Meth. <u>4</u> (1959), p 151
Bru	62	H.R. Brugger et al., Helv. Phys. Acta <u>35</u> (1962) p 3
Bu	51	S.T. Butler, Proc. Roy. Soc. <u>208A</u> (1951), p 559
Cha	60	B. Chase, Rev. Sci. Instr. <u>31</u> (1960), p 945
Chr	62	J. Christiansen, Nucl. Electronics III, Vienna 1962, p 93
Co	62	M. Cosack, Diplomarbeit, Hamburg 1962
FeSi	62	R. Felst und R.H. Siemssen, private Mitteilung
GaCh	52	L.J. Gallaher und W.B. Cheston, Phys. Rev. <u>88</u> (1952) p 684
Gal	62	N.H. Gale et al., Nucl. Phys. <u>38</u> (1962), p 222
Gar	60a	J.B. Garg, Nucl. Instr. and Meth. <u>6</u> (1960), p 72
Gar	60	J.B. Garg et al., Nucl. Phys. <u>23</u> (1961), p 630
Gar	62	J.B. Garg et al., Nucl. Phys. <u>37</u> (1962), p 319
GrBe	58	R.E. Green und R.E. Bell, Nucl. Instr. and Meth. <u>3</u> (1958), p 127
Gu	62	D.K. Gupta, Dissertation, Hamburg 1962
Hu	61	P. Huber et al., Nucl. Instr. and Meth. <u>14</u> (1961), p 131
Hu	58	R. Huby et al., Nucl. Phys. <u>9</u> (1958/9), p 94
Ku	56	D. Kurath, Phys. Rev. <u>101</u> (1956), p 216
Ku	57	D. Kurath, Phys. Rev. <u>106</u> (1957), p 975
Le	64	C. Lehmann, Diplomarbeit, Frankfurt 1964
Lu	57	C.R. Lubitz, University of Michigan Report (1957)
Ne	59	G.C. Neilson et al., Rev. Sci. Instr. <u>30</u> (1959), p. 963
Ne	60	G.C. Neilson et al., Suffield Technical Paper No. 176, University of Alberta, Canada
Ow	59	R.B. Owen, Nucleonics <u>17</u> (1959), p 92

Rao	48	C.R. Rao, J.R. Statist, Soc. B, <u>10</u> (1948), p 166
Ra	63	J. Rathje, DESY-Bericht A 2.99, E 6 (1963)
Re	61	J. Rethmeier, Nucl. Instr. and Meth. <u>10</u> (1961), p 240
Re	63	C.W. Reich et al., Nucl. Instr. and Meth. <u>23</u> (1963), p 36
Ro	53	M.E. Rose, Phys. Rev. <u>91</u> (1953), p 610
Sa	53	G.R. Satchler, Proc. Phys. Soc., <u>A 66</u> (1953), p 1081
SaTo	60	G.R. Satchler und W. Tobocman, Phys. Rev. <u>118</u> (1960), p 1566
Schw	63	A. Schwarzschild, Nucl. Instr. and Meth. <u>21</u> (1963), p 1
Ta	59	R.T. Taylor, Phys. Rev. <u>113</u> (1959), p 1293
Va	60	Valvo-Bericht, Fotovervielfacher und ihre Anwendungen (1963)
Wi	59	K.Winter et al, Nuovo Cimento <u>11</u> (1959), p 1
Za	64	J. Zamudio, C., Nucl. Phys. <u>51</u> (1964), p 212

B) Monographien und Lehrbücher

<u>Au</u>	<u>63</u>	N. Austern, "Direct Reaction Theories" in Fast Neutron Physics II, p 1113, J. B. Marion and J.L. Fowler, ed., Interscience Publishers, New York, London 1963
<u>Gru</u>	<u>60</u>	W. Gruhle, Elektronische Hilfsmittel des Physikers, Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960
<u>KleSo</u>	<u>61</u>	N.P. Klepikov and S.N. Sokolov, "Analysis and Planning of Experiments by the Method of Maximum Likelihood", in Fortschritte der Physik, 3. Sonderband, Akademie Verlag, Berlin 1961
<u>NE</u>	<u>63</u>	G.C. Neilson, "Coincidence Studies", in Fast Neutron Physics II, p 1953, J.B. Marion and J.L. Fowler, ed., Interscience Publishers, New York, London 1963
<u>To</u>	<u>61</u>	W. Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, London 1961.

**BLOCKSCHALTBIOD
KOINZIDENZ-
FLUGZEITSPEKTROMETER**

BLOCKSCHALTBILO
KONZIDENZ-
FLUGZEITSPEKTROMETER
 $X(d, n_{\gamma})Y$

NEUTRONEN-
DETEKTOR

FLUGWEG $\approx n$ ca. 1 m

NE 213(flüssig) 3" x 4"

FV : 58 AVP

MONITOREN

LANGS.
KOINZ.

ZEITMESSUNG

TPC

VIELKANALER

ZEITSIGNAL

TMC
256

TORSIGNAL

GAMMA-
DETEKTOR

NE 102 oder NAJ 2" x 2"

FV : 56 AVP

TARGET

d

δ

ϕd_r

ϕd_n

KOINZIDENZBEDINGUNGEN:

2. TEILCHENDISKR.

3. REIHENFOLGEDISKR.

Abb. 4

LICHTAUSBEUTE FÜR NE 213
IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ENERGIE GELADENER TEILCHEN

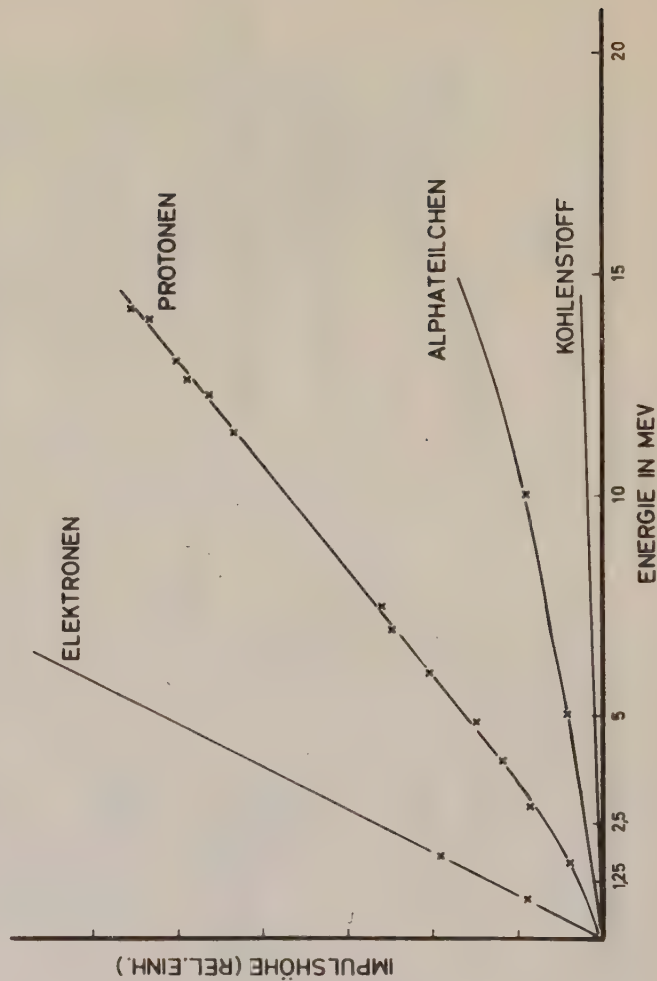
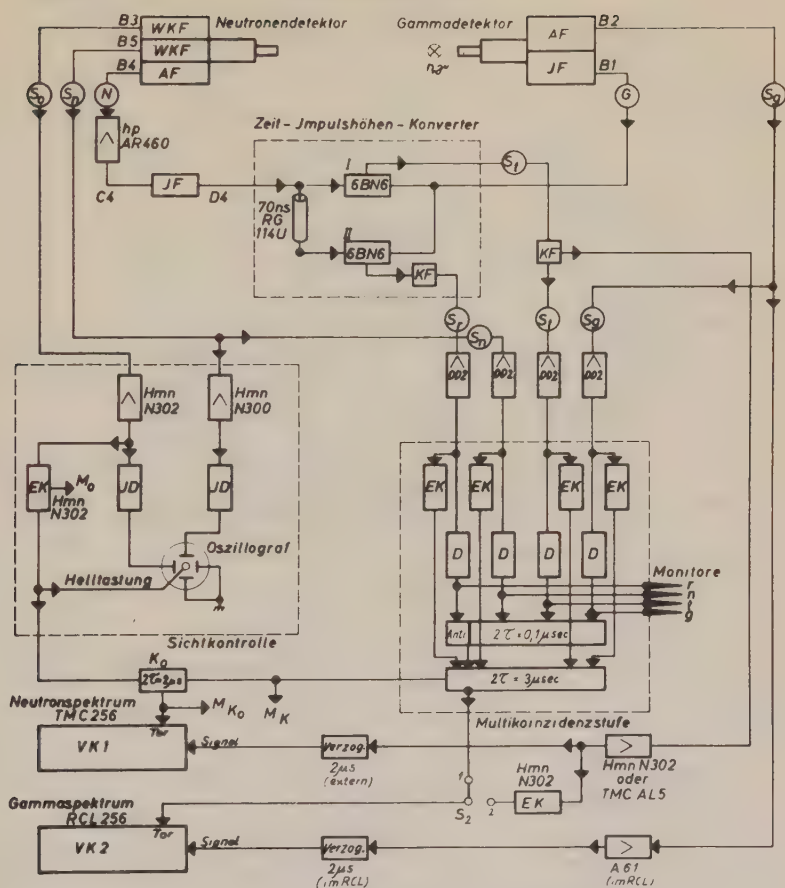


Abb. 5

Blockschaltbild



Zeitmessung:

- AF = Anodenfolger
 JF = Impulsformer
 G = Zeitsignal vom Gammakanal
 N = Zeitsignal vom Neutronenkanal
 hpAR460 = Hewlett & Packard Kettenverstärker
 6BN6 = strahlgesteuerte Koinzidenzrohre
 VK 1,2 = Vielkanalanalysatoren

Seitenkanäle:

- WKF = White-Kathodenfolger
 KF = Kathodenfolger
 S_t = Konvertersignal
 S_r = Reihenfolgesignal
 S_g = Lineares Gammasignal
 S_n = Lineares Neutronensignal
 S_0 = Owensignal
 DD2 = Verstärker mit doppelter Kabelreflexion
 D = schneller Diskriminator
 Hmn N302 = Hamner Verstärker plus
 EK N302 = Einkanal diskriminator
 JD = Impulsdehner
 K = langsame Koinzidenz
 K_0 = langsame Koinzidenz mit Owensignal

Abb. 6 Spannungsteiler

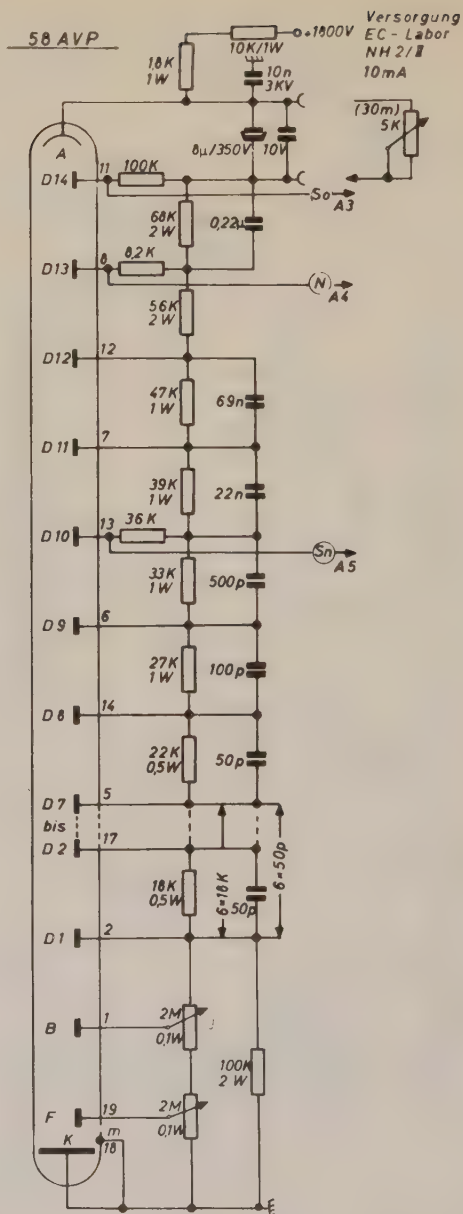
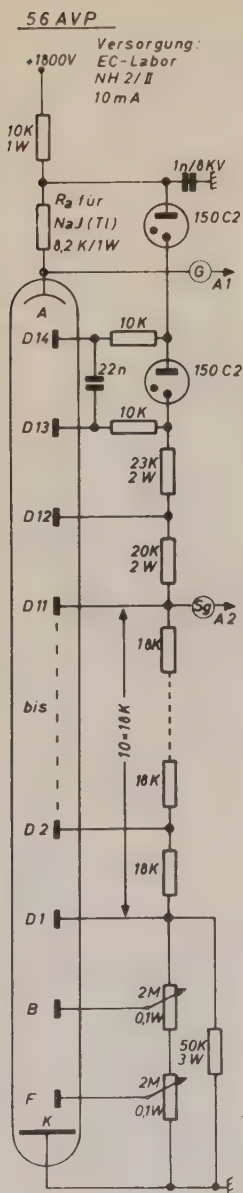


Abb. 7 Impulsformerstufe für den Gammakanal G

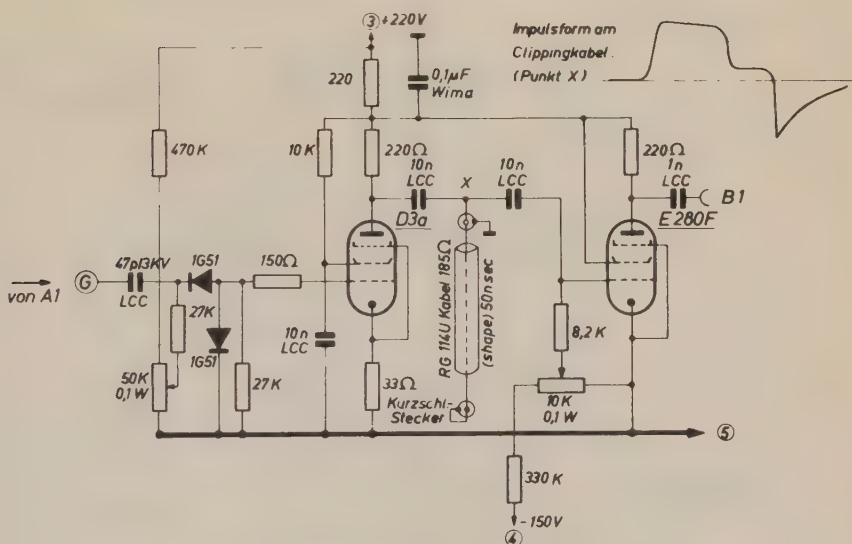


Abb.8 Vorverstärker für die Seitenkanäle S_g u. S_n

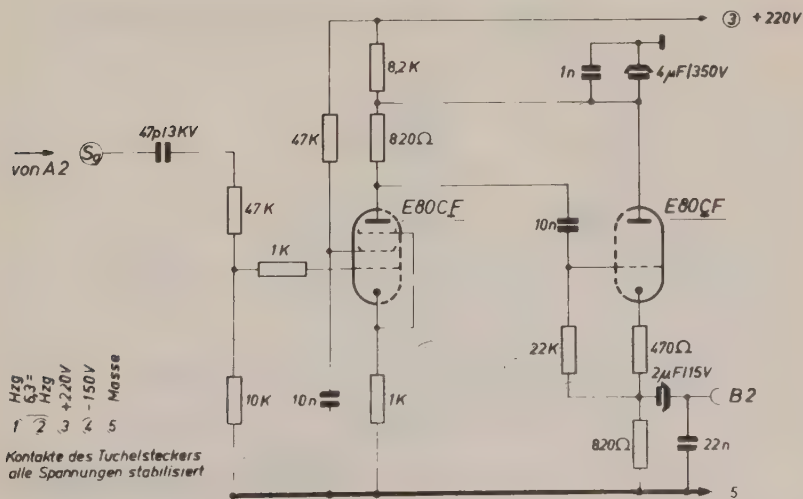


Abb. 9 Vorverstärker für den Neutronenkanal N und die Seitenkanäle S_0 und S_n .

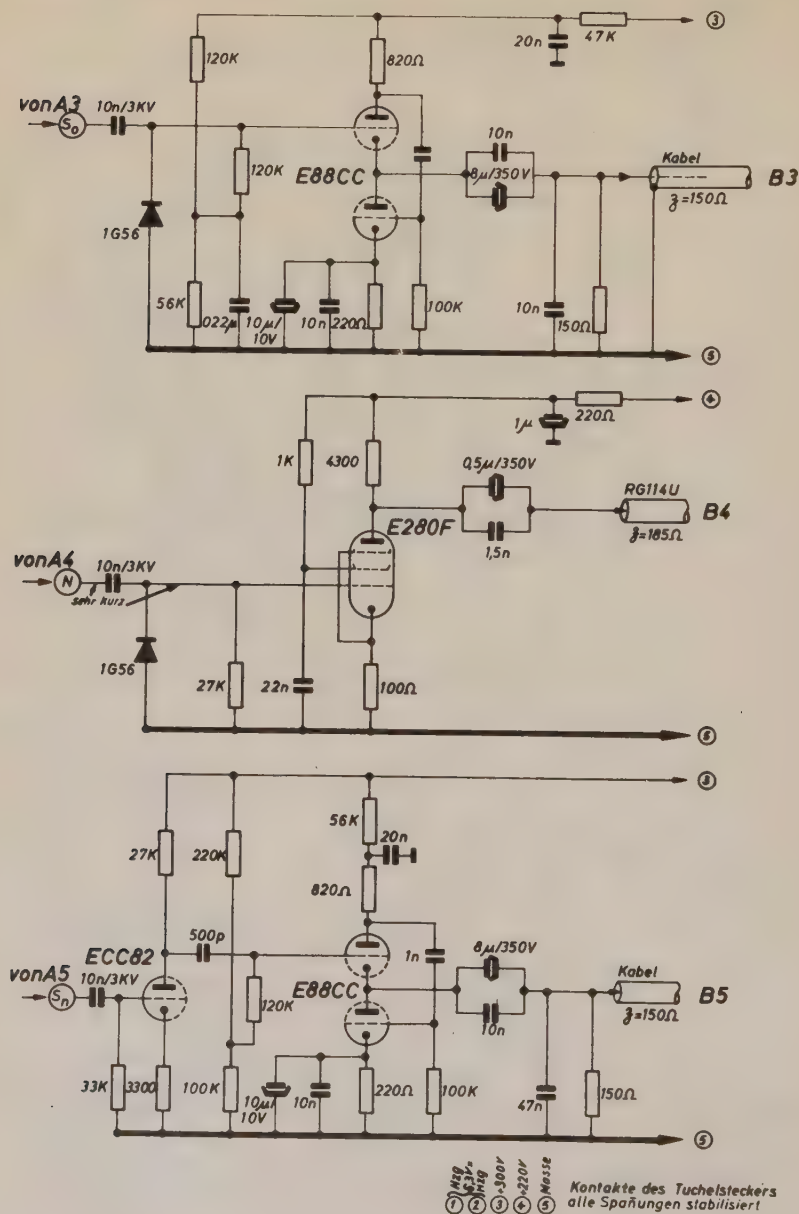
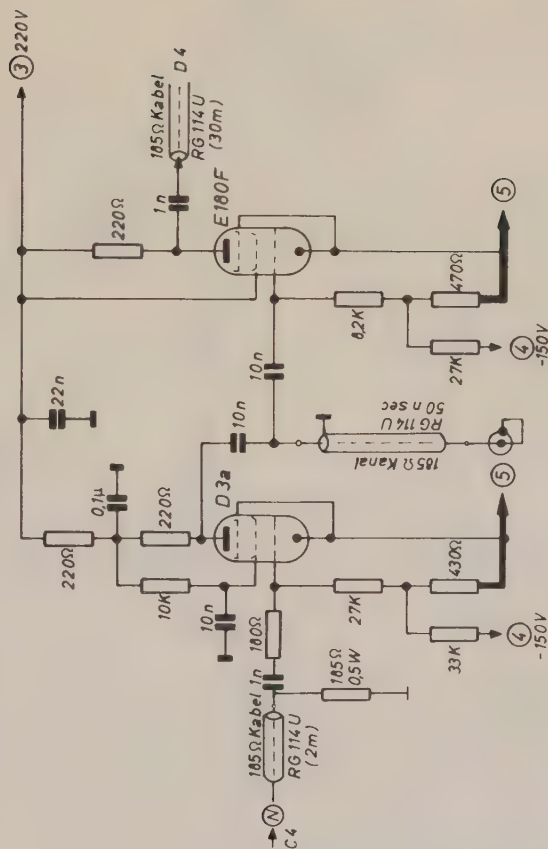


Abb. 10 Limiterstufe für den Neutronenkanal N



- ① Hzg Kontakte am Tuchelstecker
6,3V=
- ② Hzg alle Spannungen stabilisiert
- ③ +220V
- ④ -150V
- ⑤ Masse

Abb. 11 Zeit-Impulshöhen-Konverter (Blockschaltung)

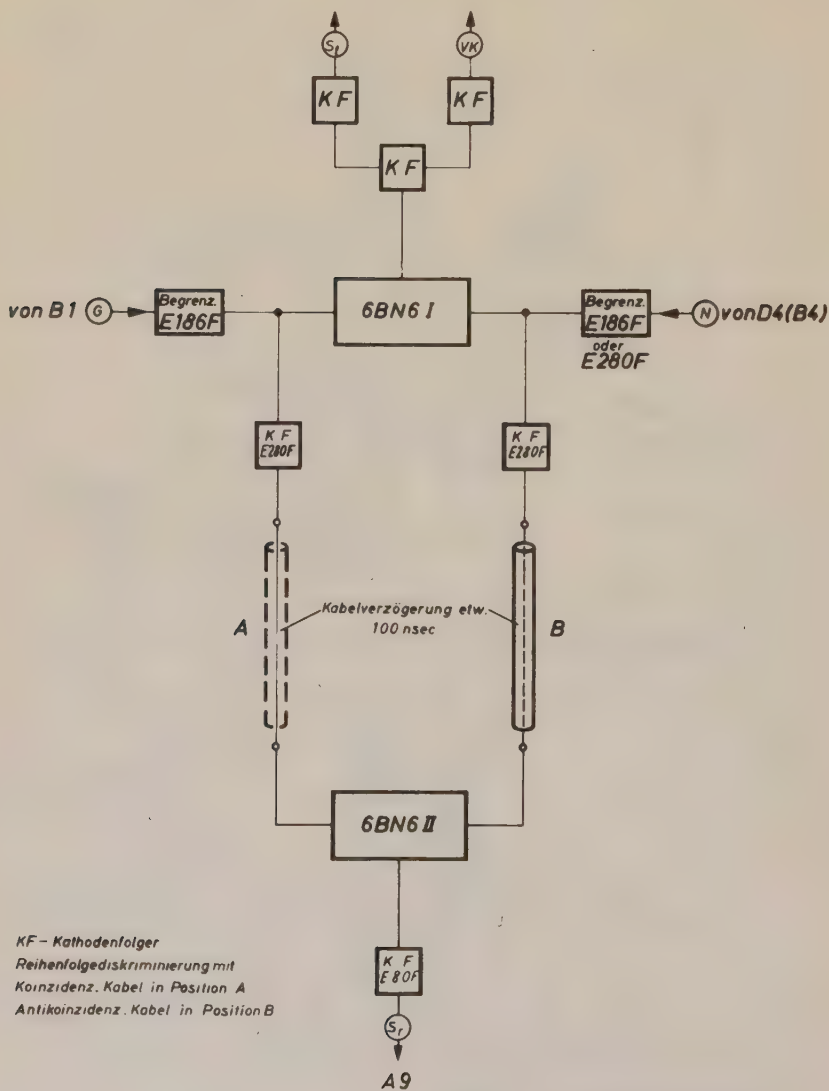


Abb. 12 Zeit-Impulshöhen-Konverter

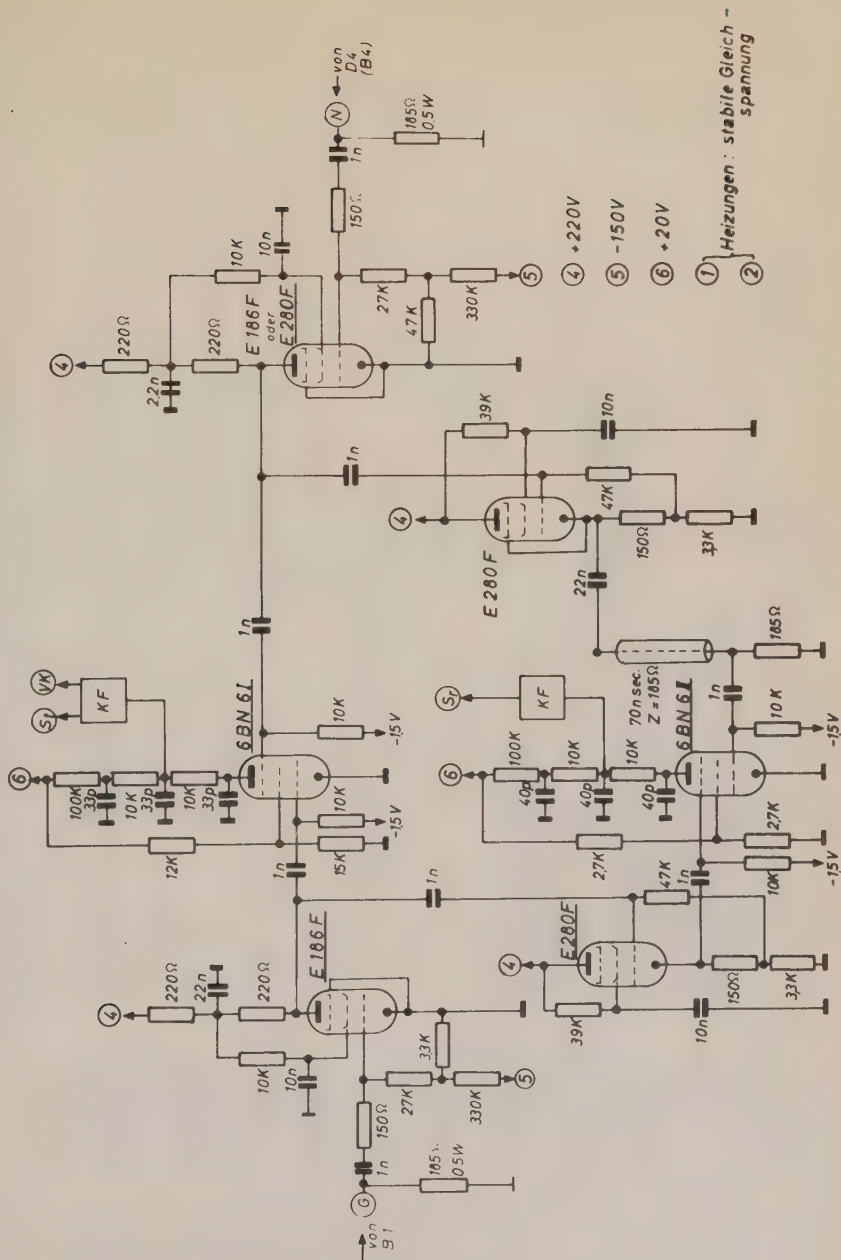


Abb. 13

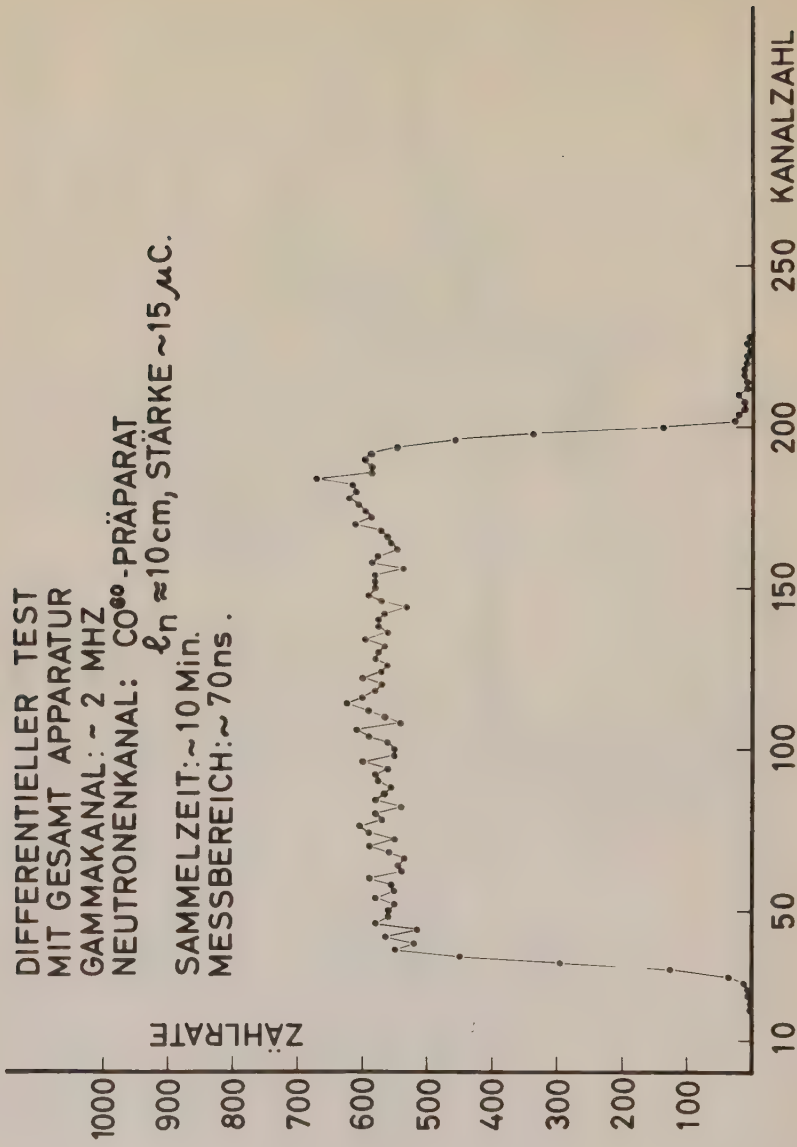


Abb. 14 $\text{Be}^9 (dn, \gamma) \text{B}^{10}$

$E_d = 33 \text{ MeV}$; $J_d = 0030 \mu\text{A}$ $E_d = 44 \text{ MeV}$; $J_d = 0025 \mu\text{A}$
 Abstand $\ell_n = 130 \text{ cm}$; Zeit 50 Min. Abstand $\ell_n = 130 \text{ cm}$; Zeit 55 Min.

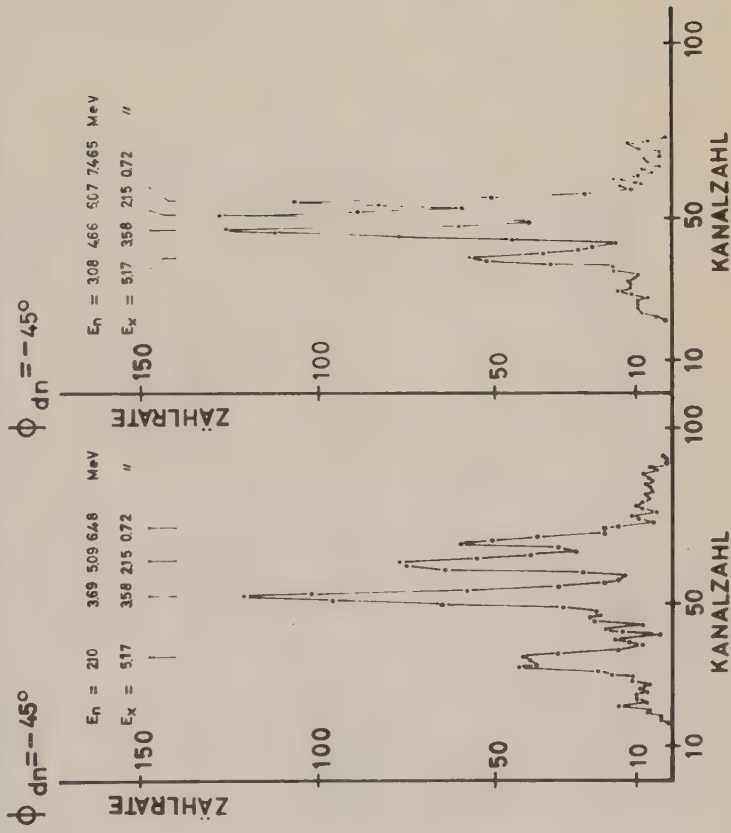


Abb. 15

ENERGIEEICHUNG ZUR MESSUNG ABB.14 ($E_d = 3,3 \text{ MeV}$)

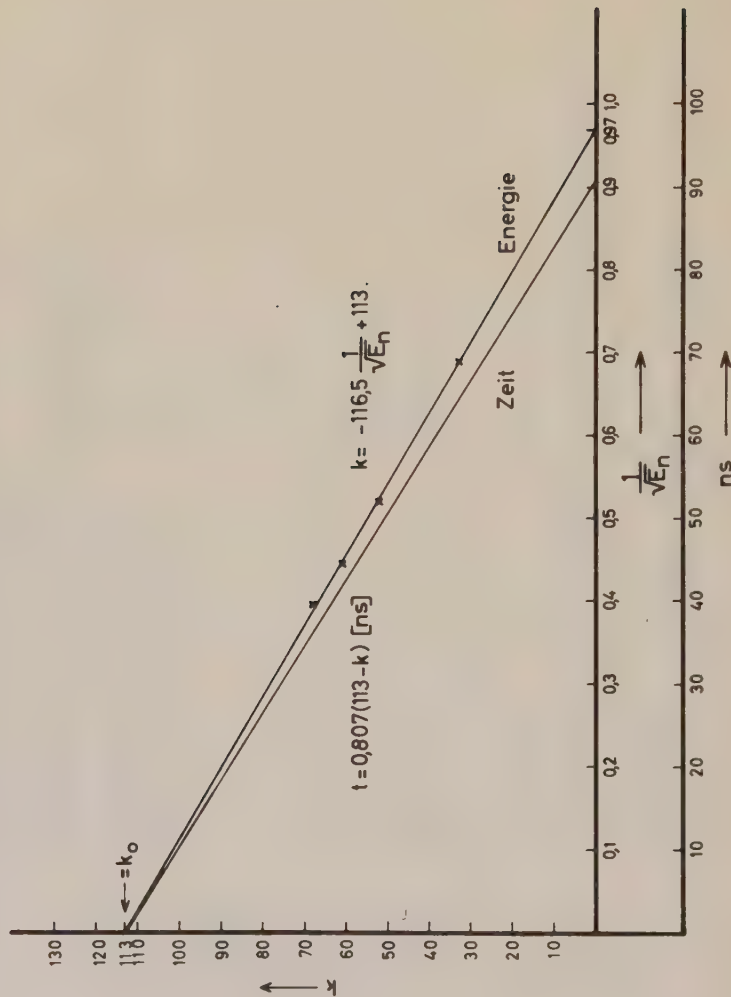


Abb. 16

WINKELKORRELATIONEN DER REAKTION $\text{Be}^9(d,n_f)\text{B}^{10}$.

$E_d = 3.3 \text{ MeV}$, $\Phi_{dn} = -25^\circ$.

D_p : NE 102, $2'' \times 2''$; D_n : NE 213, $3'' \times 4''$.

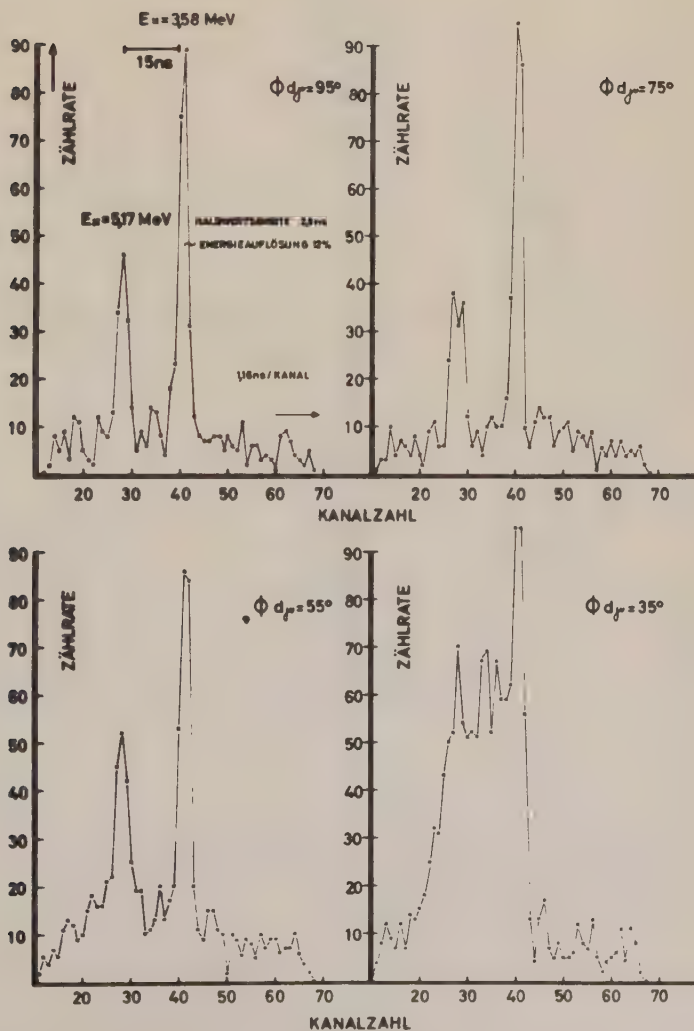


Abb. 17

$\text{Be}^9 (d, n \gamma) \text{B}^{10}$

$E_d = 3,3 \text{ MeV}$, $J_d = 0,04 \mu\text{A}$.

$L_n = 130 \text{ cm}$, $L_p = 4 \text{ cm}$. $D_p: \text{NE 213 } 2' \times 2'$.

$\Phi_{d_p} = 35^\circ$, $\Phi_{dn} = 25^\circ$. $D_n: \text{NE 213 } 3' \times 4'$.

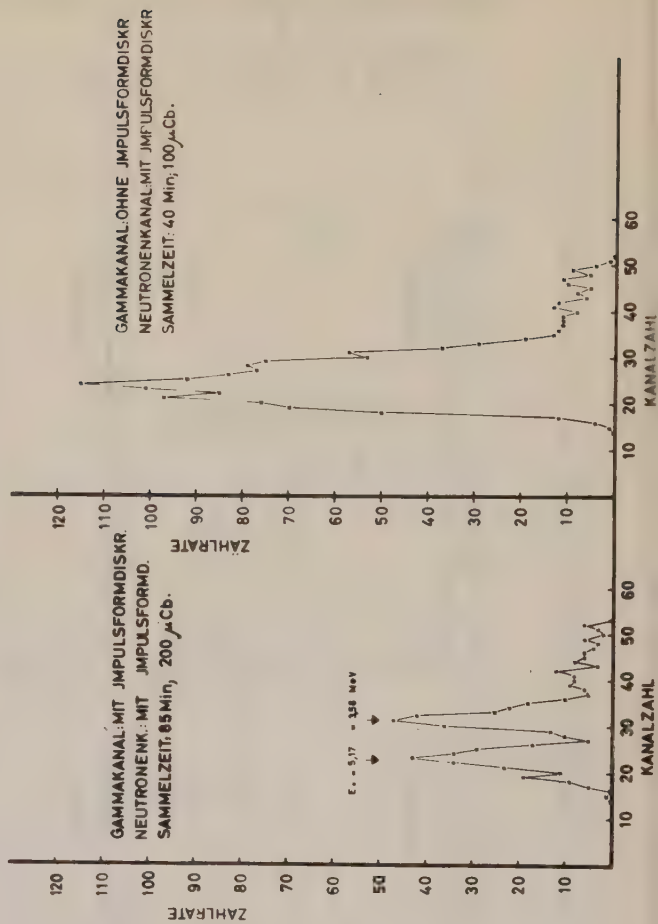


Abb. 20

WINKELKORRELATIONEN DER REAKTION $\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}$.

$E_d = 4,4 \text{ MeV}$, $\phi_{dn} = -25^\circ$.

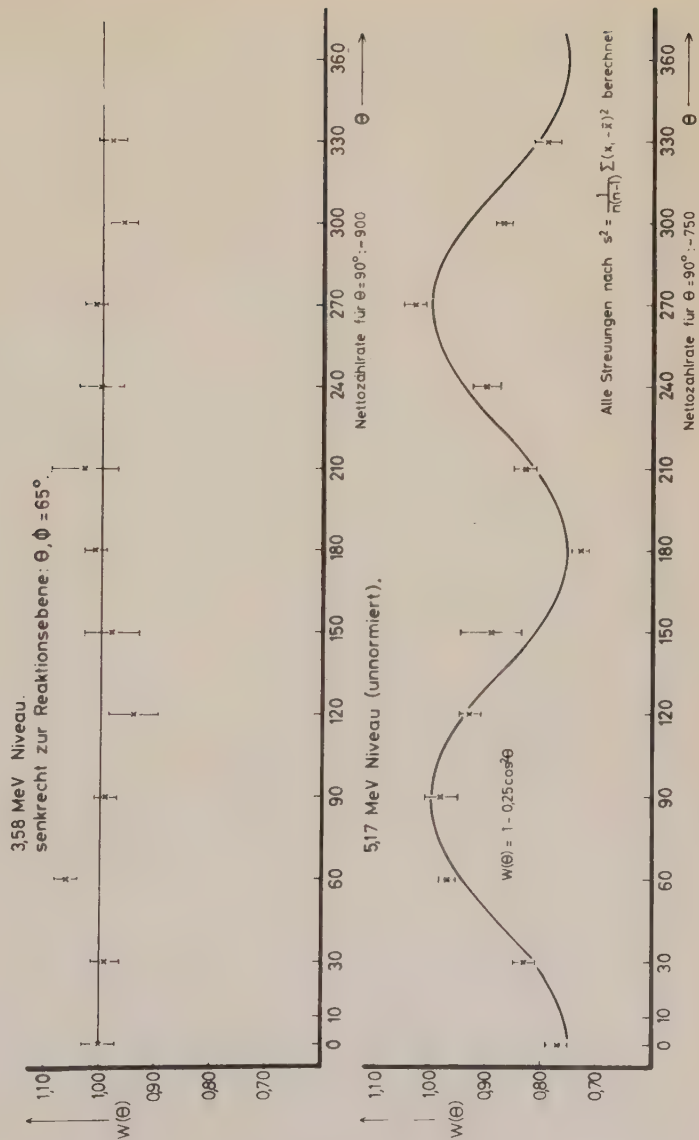
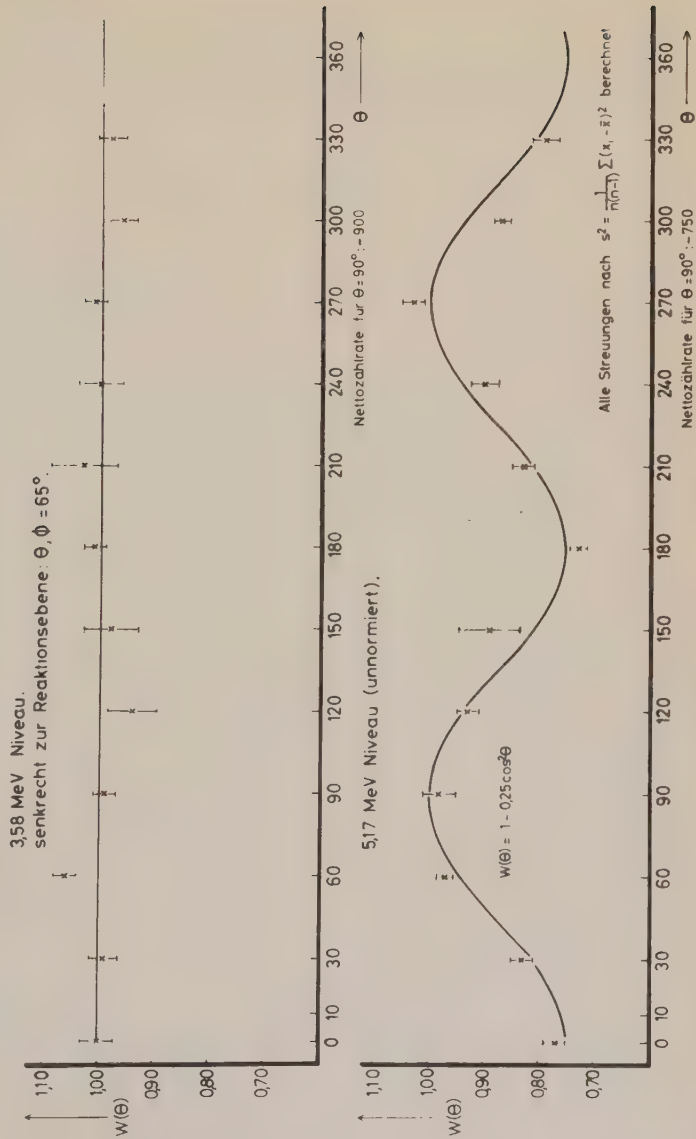


Abb. 20

WINKELKORRELATIONEN DER REAKTION $\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}$.

$E_d = 4,4 \text{ MeV}$, $\phi_{dn} = -25^\circ$.



Lebenslauf

Ich wurde am 27. Mai 1930 in Stuttgart, als Sohn des Otto Wenzelburger, Kaufmanns, und seiner Ehefrau Paula, geborene Silberhorn, geboren.

In meiner Geburtsstadt besuchte ich die Volksschule und anschließend die Zeppelinoberschule bis zur Evakuierung nach Murrhardt im Jahre 1943.

Kurz vor Kriegsende wurde ich in ein Wehrrerüchtigungslager der Luftwaffe eingezogen.

Ende 1945 setzte ich meine Schulausbildung an der Wilhelmsoberschule in Stuttgart fort und legte dort 1950 die Reifeprüfung ab. Neben der Schule beschäftigte ich mich insbesondere mit Musik. Im Sommersemester 1951 begann ich an der T.H. Stuttgart zunächst Chemie zu studieren; da dieses Fach aber meinen Vorstellungen nicht entsprach, wandte ich mich im folgenden Semester der Physik zu.

Im Jahre 1954 wechselte ich für ein Semester die Hochschule und immatrikulierte mich an der Universität Kiel. Anschließend (1955) bewarb ich mich bei Herrn Prof. Dr. E. Schopper, damals Leiter des Hochspannungslaboratoriums Hechingen in der Max-Planck Gesellschaft, um eine Diplomarbeit. Diese schloß ich 1957 ab. Der Diplomprüfung unterzog ich mich an der T.H. Stuttgart.

Im Jahre 1958 wurde ich wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main, zu dessen Direktor Herr Prof. Dr. E. Schopper 1957 berufen worden war. Bis zum Jahre 1960 beteiligte ich mich vorwiegend am Aufbau des neuen Instituts.

Die vorliegende Dissertation begann ich im Jahre 1960. In demselben Jahre heiratete ich Renate Becker.

